PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. 24. Oktober 1907. 8. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 22 am 21. Oktober 1907.

INHALT.

97. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden vom 15. bis 21. September 1907. S. 721.
Präsenzliste der Abteilung II (Physik). S. 723.
Vorträge und Diskussionen von der 79. Naturforscherversammlung zu Dresden:
E. Gehrcke u. O. Reichenheim, Anodenstrahlen. S. 724.
E. Gehrcke u. O. Reichenheim, Die Strahlen der positiven Elektrizität. S. 726.
C. Fredenhagen, Über die Emissionsursachen der Spektren. S. 729.
H. W. Schmidt, Über den Durchgang der β-Strahlen des Aktiniums durch Materie. S. 737.
M. Toepler, Über gleitende Entladung. S. 742.
W. Kaufmann, Neue Hilfsmittel für Laboratorium und Hörsaal. S. 748.
O. Wiener, Herstellung langsamer Kondensatorschwingungen in der Größenlage der Schwingungsdauer einer Sekunde und ihre Verfolgung mit geeignetem Galvanometer und Elektrometer. S. 752.
K. Scheel, Über thermische Ausdehnung in tiefer Temperatur. S. 755.
K. Scheel u. W. Heuse, Bestimmung der Ausdehnung des Platins zwischen —183° und Zimmertemperatur mit dem Komparator und dem Fizeauschen Apparat. S. 756.
A. Blaschke, Der Transversalkomparator der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. S. 760.
E. Bose, Physikalisch-chemische Demonstrationsversuche ohne Materialverbrauch. S. 761.
E. Grimsehl, Eine neue Quecksilberluftpumpe. S. 762.
M. Wien, Eine Fehlerquelle bei der Messung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der Bjerknesschen Methode. S. 764.
P. Spies, Ein Versuch, betreffend Tonübertragung mittels elektrischer Wellen. S. 766.
P. Spies, Ein elektrochemisches Chronoskop. S. 767.
G. Mie, Die optischen Eigenschaften kolloidaler Goldlösungen. S. 769.
E. Aschkinass, Ladungseffekte an Poloniumpräparaten. S. 773.
E. Ladenburg, Über Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes. S. 775.
H. Geitel, Über gemeinsam mit Hrn. J. Elster angestellte Untersuchungen, betreffend die Radioaktivität des Bleis und der Bleisalze. S. 776.
J. E. Lilienfeld, Eine Tiefdruck-Quecksilberlampe für Starkstrom. S. 776.
G. Berndt, Über den Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten. S. 778.
Th. Wulf, Ein neues Elektrometer für statische Ladungen. S. 780.
E. Gehrcke, Einfaches Interferenzspektroskop. S. 781.
W. Hort, Gegenwärtiger Stand unserer Kenntnis der Formänderungsvorgänge bei plastischen Körpern. S. 783.
R. Danneberg, Verwendung des Zinksulfidschirmes als Lehrmittel zu Schulversuchen über Wärmestrahlen und als Röntgenschirm. S. 787.
E. Beckmann, Studien zur Präzisierung der Siedemethode. S. 790.
C. Kassner, Meteorologische Globen. S. 791.
G. Brion, Der Hochspannungslichtbogen und seine Bedeutung in der elektrochemischen Industrie. S. 792.
E. Sommerfeldt, Über flüssige und scheinbar lebende Kristalle. S. 799.
Personalien. S. 800.

79. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden, vom 15. bis 21. September 1907.

Daß eine Stadt wie Dresden, ihrer zentralen Lage, ihrer Schönheit und mannigfachen reichen Anziehungskraft wegen, als Ort für die Naturforscherversammlung besonders geeignet sein würde, war vorauszusehen. In der Tat waren weit über 2000 Teilnehmer, ungerechnet die sehr zahlreich erschienenen Damen, in Dresden versammelt und alle gemeinschaftlichen Veranstaltungen waren daher eifrigst besucht.

Insbesondere gilt dies von der uns hier namentlich interessierenden Physik, die sich in überraschend stattlicher Vertreterzahl[1]) schon am Begrüßungsabend (Sonntag, d. 15. 8 Uhr) in den Räumen des Ausstellungspalastes zusammenfand. Schon hier dokumentierte sich aufs deutlichste, mit welcher Sachkenntnis und Hingebung der Ortsausschuß der Abteilung 2 (Physik) gewirkt hatte. Einige Wochen vor der Versammlung gab ein an die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft gerichtetes Rundschreiben Kunde von dem Wirken dieses Ausschusses, dessen Seele Herr Geheimrat Hallwachs war. Zukünftigen Ortsausschüssen kann dieses Rundschreiben, das eine Fülle der wichtigsten Fingerzeige für eine zweckentsprechende und gedeihliche Funktion derselben liefert, nur angelegentlichst zum Studium und zur Nachahmung empfohlen werden. Schon der Begrüßungsabend konnte als gutes Prognostikon für die Sektionssitzungen gelten und in der Tat waren die Sitzungen der Sektion 2 stets gut besucht und die zahlreichen Vorträge fanden eifrige Zuhörer und wurden zum Teil lebhaft diskutiert. In 5 Sitzungen der Abteilung 2 wurden 41 Vorträge erledigt, für deren experimentellen Bedarf der große Hörsaal des physikalischen Instituts der technischen Hochschule seine reichen Hilfsmittel zur Verfügung hielt.

1) Vgl. die Teilnehmerliste auf Seite 723.

Die Tagesordnungen der einzelnen Sitzungen gestalteten sich folgendermaßen:

1. Sitzung, Montag, den 16. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Hallwachs (Dresden).

1. O. Reichenheim (Charlottenburg): Über Anodenstrahlen.
2. E. Gehrcke (Charlottenburg): Über die Strahlen der positiven Elektrizität.
3. J. Königsberger (Freiburg i. Br.): Über Elektrizitätsleitung in festen Körpern und die Elektronentheorie derselben.
4. C. Fredenhagen (Leipzig): Über die Emissionsursachen der Spektren.
5. H. W. Schmidt (Gießen): Über Reflexion und Absorption von β-Strahlen.
6. M. Toepler (Dresden): Über gleitende Entladung.
7. A. Loewenthal (Braunschweig): Über die Bestimmung der Quellemanationen.
8. J. Elster (Wolfenbüttel): Über die lichtelektrischen Photometer.

2. Sitzung, Dienstag, den 17. September, vormittags 9 Uhr. Vorsitzender: von Lang (Wien).

9. W. Kaufmann (Bonn): Neue Hilfsmittel für Laboratorium und Hörsaal (mit Demonstrationen).

10. G. Helm (Dresden): Über die kollektiven Formen der Energie.
11. W. Wien (Würzburg): Turbulente Bewegung der Gase.
12. W. Nernst (Berlin): Berechnung elektromotorischer Kräfte aus Wärmetönungen.
13. K. Scheel (Charlottenburg): Thermische Ausdehnung fester Körper in tiefer Temperatur.
14. W. Heuse (Charlottenburg): Ausdehnung des Platins bei tiefen Temperaturen.
15. E. Blaschke (Charlottenburg): Transversalkomperator der Physikal.-Techn. Reichsanstalt.
16. F. Henning (Charlottenburg): Über die spezifische Wärme von Stickstoff, Kohlensäure und Wasserdampf bis zu 1400° C.
17. F. Löwe (Jena): Über einen Spektralapparat mit fester Ablenkung.

3. Sitzung, Dienstag, den 17. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Braun (Straßburg).

18. E. Bose (Danzig): Physikalisch-chemische Demonstrationsversuche.
19. E. Grimsehl (Hamburg): Demonstration einer neuen Quecksilberluftpumpe.
20. Th. Groß (Charlottenburg): Über Wechselströme.
21. O. Wiener (Leipzig): Herstellung langsamer Kondensatorschwingungen in der Größenlage der Schwingungsdauer von einer Sekunde und ihre Verfolgung mit geeignetem Galvanometer und Elektrometer.
22. M. Wien (Danzig): Eine Fehlerquelle bei der Bestimmung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der Resonanzmethode.
23. H. Diesselhorst (Charlottenburg): Analyse elektrischer Schwingungen mit dem Glimmlichtoszillographen.
24. P. Spies (Posen): Ein Versuch, betr. Tonübertragung mittels elektrischer Wellen.
25. P. Spies (Posen): Ein Elektrochemisches Chronoskop.
26. A. Sommerfeld (München): Ein Einwand gegen die Relativtheorie der Elektrodynamik.
27. H. Geitel (Wolfenbüttel): Über die Radioaktivität des Bleies.

4. Sitzung, Mittwoch, den 18. September, vormittags 1/29 Uhr. Vorsitzender: Feddersen (Leipzig).

28. R. Jahr (Dresden): Das Handwerkszeug des wissenschaftlichen Photographen.
29. H. Lehmann (Jena): Über die Verfahren der direkten Farbenphotographie nach Lippmann und Lumière, mit Demonstrationen.
30. W. Scheffer (Berlin): Mikroskopische Untersuchungen photographischer Schichten.
31. G. Mie (Greifswald): Die optischen Eigenschaften der kolloidalen Goldlösungen.
32. E. Aschkinass (Berlin): Ladungseffekte an Poloniumpräparaten.
33. E. Ladenburg (Berlin): Über Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes.
34. H. Siedentopf (Jena): Über künstlichen Pleochroismus der Alkalimetalle.

5. Sitzung, Mittwoch, den 18. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Lecher (Prag).

35. W. Gaede (Freiburg i. Br.): Demonstration einer neuen Verbesserung an der rotierenden Luftpumpe.
36. Lilienfeld (Leipzig): Kombinierte Glas-Quarzlampe.
37. G. Berndt (Cöthen): Über Widerstandsänderungen von Elektrolyten im Magnetfelde.
38. M. Th. Edelmann (München): Über Saitengalvanometer, mit Demonstrationen.
39. Th. Wulf (Valkenburg, Holland): Ein neues Elektrometer für statische Ladungen.
40. F. Martens (Berlin): Über die Polarisation des von Metallen seitlich emittierten Lichtes.
41. E. Gehrcke (Charlottenburg): Einfaches Interferenzspektroskop.

Auch in der Sektion 3 (Angewandte Mathematik und Physik etc.) wurden eine Reihe physikalisch interessanter Vorträge gehalten, deren Themen nachstehend aufgezählt sind:

1. Nägel (Dresden): Über die Zündgeschwindigkeit explosibler Gasgemische.
2. Prandtl (Göttingen): Beiträge zur Festigkeitslehre.
3. Grübler (Dresden): Neue Elastizitäts- und Festigkeitsversuche (mit Demonstrationen).
4. Brion (Dresden): Der Hochspannungslichtbogen und dessen Bedeutung in der elektrochemischen Industrie.
5. Görges (Dresden): Allgemeine Sätze über den Betrieb von Wellenstrommaschinen.
6. Grübler (Dresden): Beitrag zum Problem der schwingenden Welle.
7. Grisson (Berlin): Unmittelbare Stromumwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom, Gleichstrom in Wechselstrom, sowie Gleichstrom in Gleichstrom mit veränderter Spannung und Wirkung.
8. Hort (Braunschweig): Formänderungsvorgänge bei plastischen Körpern.
9. Blochmann (Kiel): Über rationellen Betrieb von technischen Feuerungen.
10. Trautmann (Dresden): Die technische und hygienische Bedeutung des Dresdner Fernheizwerkes. Anschließend an den Vortrag: Besichtigung des Heizwerkes.

Die Sektion für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus blickt ebenfalls auf eine arbeitsreiche Tätigkeit zurück, doch würde die Aufzählung der zahlreichen Themen hier zu weit führen. Dagegen verdient hervorgehoben zu werden, daß die Geophysik auch vor einem größeren Kreise in den Vordergrund zu treten Gelegenheit hatte, nämlich durch die Vorträge von

E. Wiechert (Göttingen): Die Hilfsmittel der Erdbebenforschung und ihre Resultate für die Geophysik.

H. Hergesell (Straßburg): Die Eroberung des Luftmeeres.

Ferner behandelte Sektion 1 (Mathematik) in einem Teile der Eulervorträge physikalisch interessante Themata.

Auch Sektion 12: Mathematischer und naturwissenschaftlicher Unterricht behandelte verschiedene physikalische Themata.

Die Tätigkeit der physikalischen Sektion war übrigens nicht allein auf Dresden beschränkt, sondern fand noch eine Fortsetzung in der mit vielfältigen Demonstrationen verbundenen Besichtigung des Physikalischen Instituts der Universität Leipzig, dessen prachtvolle Einrichtungen ungeteilte Bewunderung erregten.

Viel Interessantes bot übrigens auch die Ausstellung, in der selbstredend die Ausstellung des Jenaer Zeißwerkes allseitiges Interesse erregte (ich erwähne aus der Fülle des Gebotenen nur das mit den sonstigen Zeißschen Preisen angenehm kontrastierende „Ultramikroskop zu 1,50 Mk."). Statt weiterer Aufzählung greife ich nur noch von physikalisch interessanten Ausstellungsgegenständen den von privater Seite ausgestellten photographischen Raketenapparat heraus. (Für solche, die nicht dabei waren, sei gesagt, daß man mittels einer ingeniös eingerichteten Vorrichtung einen photographischen Apparat per Rakete vertikal 400 bis 500 Meter hoch schießt, der dort eine orientierte Momentaufnahme des Geländes macht, und dann per Fallschirm sanft zu Boden schwebt. Resultate allem Anschein nach tadellos.) Doch alles weitere würde über den Rahmen dieser Vorrede unnötig weit hinausführen. Nur noch in aller Kürze Worte des Dankes auch für die liebenswürdige Aufnahme der Physiker im häuslichen Kreise der Herren Hallwachs und Toepler in Dresden und Wiener in Leipzig, deren verehrten Damen im besonderen auch hier gedankt sei.

Alle diejenigen aber, welche die Sitzungen der Abteilung 2 in Dresden zu besuchen Gelegenheit hatten, insbesondere aber namentlich alle Vortragenden, denen die außerordentliche Fürsorge des Ortsausschusses der Abteilung in erhöhtem Maße zustatten kam, erfüllen nur eine angemehme Pflicht durch die Veröffentlichung des am Schluß der letzten Sektionssitzung formulierten Ausdrucks ihres Dankes auch an dieser Stelle: Es wurde in die Worte zusammengefaßt:

„Auf Antrag des Vorsitzenden (Prof. Lecher [Prag]) beschließt die Versammlung für die außergewöhnlich glückliche Vorbereitung der Sektionsarbeiten allen beteiligten Herren, insbesondere aber Herrn Geheimrat Professor Hallwachs den wärmsten Dank auszusprechen".

E. Bose.

Präsenzliste der Abteilung II (Physik).

Name	Wohnort
Ambronn	Jena
Arlt	Dresden
Aschkinaß	Berlin
Bergius	Breslau
Baake	Hannover
Bleicher	Dresden
Bergemann	Zittau
Baumgarten	Dresden
Berndt	Cöthen
Blaschke	Charlottenburg
Bodenstein m. Frau	Berlin
Bose m. Frau	Danzig
v. Baeyer	Berlin
Braun	Straßburg
Bollé	Charlottenburg
Böhme	Dresden
Biedermann	Dresden
Brömel	Dresden
Bauermann	Dresden
Borchardt	Charlottenburg
Bestelmeyer	Göttingen
Beckmann	Leipzig
Bunte	Karlsruhe
Cranz	Berlin
Classen	Hamburg
Cermak	Prag
Dember m. Frau	Dresden
Danneberg	Dresden
Dolze	Dresden
Drecker	Aachen
Diesselhorst	Charlottenburg
Dubois	Berlin
Dähne	Blasewitz
Donath m. Frau	Berlin
Des Coudres	Leipzig
Ebert	München
Elster	Wolfenbüttel
Edelmann	München
Erhardt	Freiberg
Endler	Dresden
Emde	Berlin
Edler	Halle
Feddersen m. Frau	Leipzig
Felgentraeger m. Frau	Berlin-Charl.
Fischer, K. T.	München
Frank, J.	Berlin
Friedberg	Berlin
Fredenhagen	Leipzig
Flemming	Dresden
Füchtbauer	Würzburg
Franck, P.	Wien
Freytag	Dresden
Franz	Breslau
Gebhardt u. Frau	Dresden
Geitel	Wolfenbüttel
v. Geitler	Czernowitz
Grunmach	Berlin-Charl.
Gehrcke	Charlottenburg
Grimsehl	Hamburg
Gaede u. Schwester	Freiburg i. Br.
Gans	Tübingen
Glauner	Wittenberg
Goering	Dresden
Goldschmidt	Brüssel
Geißler	Dresden
Goldstein	Berlin
Goetze	Leipzig
Gockel	Freiburg i.d.Sch.
Haensch	Berlin
Härtel	Leipzig
Hallwachs u. Frau	Dresden
Helm	Dresden
Heuse u. Frau	Charlottenburg
Henning	Charlottenburg
Hacker	Brandenburg
Hoppe	Hamburg
Henker	Jena
Hartenstein	Dresden
Hilpert	Mittweida
Hertz, P.	Bonn
Hoffmann, W.	Wurzen
Herrmann	Leipzig
Iklé	Zehlendorf bei Berlin
Jahr	Dresden
Johansen	Charlottenb.-B.
v. Ignatowsky	Wetzlar
Jüttner	Breslau
Jäger, G.	Wien
Jakobs	Essen
Kaufmann u. Frau	Bonn
Kohlrausch, F. L. mit Frau, Schwester und Schwägerin	Charlottenburg
König u. Frau	Gießen
Königsberger	Freiburg i. Br.
Kurlbaum	Berlin
Koerber	Gr. Lichterfelde
Kewitsch	Freiburg i. Br.
Köpke	Dresden
Kotte	Dresden
Krüger	Göttingen
Kösters	Essen
Kemmerich	Berlin
v. Lang	Wien
Lecher	Prag
Lindeck	Charlottenburg
Ladenburg, E.	Berlin
Löwe	Jena
Lehmann, H.	Jena
Ladenburg, R.	Breslau
Lohmann	Dresden
Lehmann, O.	Karlsruhe
Lieber	Wien
Laue	Berlin
Lilienfeld	Leipzig
Müller, E.	Heidelberg
Mie und Frau	Greifswald
Meyer, Stefan	Wien
Mack u. Frau	Hohenheim
Mahler	Jena
Müller, A.	Dresden
Mettegang	
Marckwald	Berlin
Merkel	Zittau
Meyer	Berlin
Noack	Gießen
Nereslow	Petersburg
Nagy	Bruneck
Nernst und Frau	Berlin
Nusselt	Dresden
Neufeld	Danzig
v. Oettingen	Leipzig
Oettinger	Karlsruhe
v. Oettingen	Radebeul
Olbricht	Chemnitz
Oberbeck	Meißen
Poske	Berlin-Friedenau
Pringsheim, E.	Breslau
Pohl, Rob.	Berlin
Penzold	Chemnitz
Prandtl	Göttingen
Partzsch	Dresden
Pegram	New York
Rausch v. Traubenberg	Berlin
Reichenheim	Berlin
Röhrs	Dresden
Rußner	Chemnitz
Rubens	Berlin
Rothmund	Prag
Reuter	Homburg v. d. H.
Rosenthal	München
Rumpelt	Dresden
Reiner	München
Rebenstorff	Dresden
Reinhardt	Freiburg
Rothe	Charlottenburg
Rosenmüller	Dresden
Reichert	Wien
Retschinsky	Hanau
Richter	Dresden
Scheel u. Frau	Berlin
Schmidt, H.W. u. Frau	Gießen
Schmidt, A.	Cöln
Siedentopf	Jena
Spieß	Posen
Sommerfeld	München
Schreiber	Greifswald
Schwebel	Berlin
Stauß	Dresden
Schmitt, C.	Düsseldorf
Simons	Danzig
Schulz	Hamburg
W. v. Siemens u. Frau	Berlin
Specketer	Griesheim a. M.
Seibert	Wetzlar
Stecher	Chemnitz
Spiegelhauer	Dresden
Schenck, R.	Aachen
Scheffer, W.	Berlin
Schneider	Hamburg
Toepler, M. u. Frau	Dresden
Thorsch	Prag

Name	Wohnort	Name	Wohnort	Name	Wohnort
Timpe	Charlottenburg	Wien, M.	Danzig	Werner	Dresden
Thiele	Dresden	Wien, W.	Würzburg	Weiß	Dresden
		Wiener und Frau	Leipzig	v. Wesendonk	Berlin
		Wigand	Dresden	Wolff	Dresden
		Weber, H.	Braunschweig	Wolf-Gapek	Dresden
Ullmann	Dresden	Weinhold	Chemnitz	Wandersleb	Jena
		Weinhold, L.	Chemnitz	Wiechert	Göttingen
		Westphal, W.	Berlin	Wulf	Valkenburg
Voigt	Göttingen	Wiedemann, E.	Erlangen		
Voller	Hamburg	Wittensweng	Leipzig		
		Werner	Dresden		
		Woker, Gertrud	Bern		
Wehnelt	Berlin	Wilhelm	Dresden	**Z**oeppritz	Göttingen

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 79. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU DRESDEN.

E. Gehrcke und O. Reichenheim (Berlin), Anodenstrahlen.[1])

§ 21.[2]) Es konnte bisher zweifelhaft sein, ob die Anodenstrahlen selbst aus leuchtenden Teilchen bestehen oder ob sie an sich nicht leuchten, vielmehr durch Zusammenstoß mit den in der Röhre enthaltenen Salzteilchen Licht erregen. Wenn die erste dieser beiden Möglichkeiten die zutreffende ist, so sollten die Anodenstrahlen in der gleichen Weise eine Verschiebung ihrer Spektrallinien aufweisen, wie dies bei den Kanalstrahlen der Fall ist.[3])

In der Tat beobachteten wir sowohl an Lithium- wie an Natriumstrahlen (vgl. § 10) diesen Doppler-Effekt mit Hilfe eines Vier-Prismenapparates; der Strahl bewegte sich hierbei auf den Spalt des Apparates zu. Die Art der Erscheinung stimmt völlig überein mit der von Stark bei den Kanalstrahlen entdeckten: man beobachtet eine „ruhende Intensität" von großer Schärfe, dann folgt (nach der Seite der kürzeren Wellenlängen) ein breiterer leerer Zwischenraum, und hieran schließt sich die „bewegte Intensität" an, welche aus einer stark verbreiterten, am äußeren Rande scharfen, am inneren Rande verwaschenen Helligkeitsverteilung besteht. In ein und derselben Röhre, welche nebeneinander Natrium- und Lithiumanoden enthielt, zeigten die Lithiumlinien eine stärkere Verschiebung als die Natriumlinien.

Es gewährt einen eigenartigen Anblick, neben den allbekannten D-Linien ein System aus zwei verschobenen D-Linien zu sehen. Die Verschiebung ist für beide D-Linien die gleiche. Gemessen haben wir die Verschiebung bisher nur an der Linie D_2 des Natriums, da auf der Photographie der Erscheinung (erhalten mit dreiviertelstündiger Exposition auf Viridinplatte) nur diese Linie lichtstark genug herausgekommen war, um eine einigermaßen genaue Messung zu erlauben.

Es fand sich für den äußeren Rand der verschobenen Linie die Größe der Verschiebung $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 0{,}455 \cdot 10^{-3}$, für die Mitte der verschobenen Linie etwa $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 0{,}33 \cdot 10^{-3}$. Hieraus berechnen sich die Geschwindigkeiten:

$v = 1{,}4 \cdot 10^7$ cm/sec für die schnellsten Strahlen und

$v = 1 \cdot 10^7$ cm/sec für die Strahlen von mittlerer Geschwindigkeit.

Gleichzeitig wurde der Anodenfall gegen eine aus einem Kupferdraht bestehende, in etwa 2 cm Entfernung von der Anode angebrachte Sonde bestimmt. Derselbe schwankte zwischen 2100 und 2300 Volt. Wenn wir annehmen, daß die Anodenstrahlen, gerade wie man dies für die Kathodenstrahlen voraussetzt, ihre Geschwindigkeit dem Potentialfall an der Elektrode verdanken, so ergibt sich aus obigen Zahlen für die schnellsten Strahlen das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$. Man findet (für einen mittleren Wert des Anodenfalles von 2200 Volt):

$$\left(\frac{\varepsilon}{\mu_{Na}}\right) = 0{,}45 \cdot 10^3 \text{ abs.}$$

Da, wie bekannt, für Wasserstoff

$$\left(\frac{\varepsilon}{\mu_H}\right) = 9{,}5 \cdot 10^3,$$

so folgt:

$$\frac{\mu_{Na}}{\mu_H} = 21,$$

mithin nahezu das Atomgewicht des Natriums.

1) Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Vorgetragen von O. Reichenheim.

2) Die Nummern der Paragraphen schließen sich unseren früheren Mitteilungen über Anodenstrahlen an; vgl. Verh. D. Phys. Ges. **8**, 559—566, 1906; **9**, 76—83, 200—204, 1907.

3) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892—897, 1905.

§ 22. Die früher gefundene (vgl. § 18) magnetische Ablenkung der Anodenstrahlen haben wir des näheren quantitativ untersucht. Wir bedienten uns dazu einer Anordnung, welche der in § 18 durch Fig. 3 dargestellten nachgebildet war, doch mit dem Unterschiede, daß die Kathode eine geeignetere Lage besaß, so daß die Polschuhe N und S näher an die Bahn der Strahlen herangerückt werden konnten. Der benutzte Magnet war die große Type des Du Boisschen, von Hartmann & Braun fabrizierten Elektromagneten; die Polschuhe hatten eine Distanz von 9 cm, so daß der etwa 4 cm lange Anodenstrahl auf seinem ganzen Wege in konstantem Felde verlief; die Glaskugel der Röhre hatte einen Durchmesser von etwa 8,8 cm. Als Diaphragma diente ein dünnes Kupferblech, das einen Schlitz von 0,5 × 6 mm trug und ungefähr in der Mitte des gesamten Weges stand, welchen die Strahlen zurücklegten. Der Anodenfall konnte mit Hilfe einer Sonde bestimmt werden.

Das Ergebnis dieser Messungen an einer Reihe von Anoden, welche aus Gemischen von Kohlepulver mit bzw. Natriumjodid, Lithiumjodid, Strontiumjodid (gemischt mit Strontiumbromid) bestanden, ist in folgenden Tabellen zusammengestellt. Hier bedeuten:

V den Anodenfall,
H die magnetische Feldstärke,
$2x$ die doppelte magnetische Ablenkung der Strahlen,
a bzw. b die Entfernungen des Diaphragmas bzw. des Endpunktes der Bahn der Strahlen von der Anodenoberfläche.

Die der Rechnung zugrunde liegenden Formeln sind die bekannten:

$$v = \frac{2V}{rH}, \quad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2V}{r^2H^2};$$

hier ist r (der Krümmungsradius der Bahn) gleich $\frac{b(b-a)}{2x}$.

I. Natrium.

V (Volt)	H (Gauß)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Na}}{\mu_H}$
3800	910	1,7	2,1	4,0	$1{,}87 \cdot 10^7$	$0{,}46 \cdot 10^3$	21
3800	910	1,6	2,1	4,0	$1{,}76 \cdot 10^7$	$0{,}41 \cdot 10^3$	23

Beide Messungen ergaben sonach wieder, im Einklang mit dem aus dem Doppler-Effekt erhaltenen Ergebnis (siehe § 21), für die Masse des Teilchens innerhalb der Beobachtungsfehler das Atomgewicht des Natriums. Die Zahlen für die Geschwindigkeit v sind hier etwas größer, entsprechend dem größeren Potential. Zu bemerken ist noch, daß die Ablenkungen $2x$ sich auf die am wenigsten ablenkbaren Strahlen beziehen; die Ablenkungen der in dem beobachteten (vgl. § 18) magnetischen Spektrum enthaltenen Strahlen haben wir nicht angegeben, da sie vermutlich von Strahlen herrühren, die eine kleinere Geschwindigkeit besitzen, als dem Anodenfall entspricht. Dieses Vorhandensein von langsameren Strahlen geht auch aus § 21 hervor.

IIA. Lithium. Hauptintensität.

V (Volt)	H (Gauß)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Li}}{\mu_H}$
2600	900	3,8	1,55	3,9	$2{,}40 \cdot 10^7$	$1{,}11 \cdot 10^3$	8,6
3200	900	3,5	1,55	3,9	$2{,}71 \cdot 10^7$	$1{,}15 \cdot 10^3$	8,3

IIB. Lithium. Steifste Strahlen.

V (Volt)	H (Gauß)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Li}}{\mu_H}$
2600	900	3,0	1,55	3,9	$1{,}89 \cdot 10^7$	$0{,}69 \cdot 10^3$	14
3000	910	3,0	1,75	3,95	$2{,}27 \cdot 10^7$	$0{,}86 \cdot 10^3$	11
3500	910	2,0	2,3	3,9	$2{,}46 \cdot 10^7$	$0{,}87 \cdot 10^3$	11

Beim Lithium erhielt man sonach, im Gegensatz zum Natrium, für die steifsten Strahlen nicht das Atomgewicht des Lithiums, sondern einen größeren Wert. Nur für die Hauptintensität kommt man dem Atomgewicht nahe. Man kann dieses Ergebnis auf verschiedene Weisen erklären. Zum Beispiel kann man nach dem Vorgange von Stark[1]) annehmen, daß die Lithiumanodenstrahlen aus Li-Atomen bestehen, deren Ladungen zum Teil während der Zeit, wo sie ihre Bahn vollenden, neutralisiert werden, so daß sie nicht auf dem ganzen Wege eine Ablenkung durch das magnetische Feld erfahren. Unter dieser Annahme wären dann also die in Tabelle IIB berechneten Werte von v zu klein und von $\frac{\mu_{Li}}{\mu_H}$ zu groß. Ferner wird man schließen, daß die Hauptmenge der Strahlen, wie aus Tabelle IIA hervorgeht, von solchen Lithiumteilchen gebildet wird, die fast den ganzen Weg als geladenes Atom vollenden. An die letzteren schließt sich dann wieder ein Spektrum von stärker ablenkbaren Strahlen an, ganz wie im Falle des Natriums. Daß wir beim Natrium keine Strahlen von geringerer Ablenkung gefunden haben, liegt vielleicht daran, daß die Natriumstrahlen weniger lichtstark waren als die Lithiumstrahlen.

III. Strontium.

V (Volt)	H (Gauß)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Sr}}{\mu_H}$
2800	910	1,4	2,0	4,0	$1{,}08 \cdot 10^7$	$0{,}21 \cdot 10^3$	90

1) J. Stark, diese Zeitschr. **4**, 583—586, 1903.

Bei der Berechnung von $\frac{\mu_{Sr}}{\mu_H}$ wurde angenommen, daß die Ladung ε des Strontiumteilchens doppelt so groß ist als diejenige des Natrium- und Lithiumteilchens. Diese Annahme entspricht der Zweiwertigkeit des Strontiums und führt, wie aus obiger Messung ersichtlich ist, fast genau auf das Atomgewicht des Strontiums. — Wie hier noch bemerkt werden mag, ist die Farbe der Strontiumanodenstrahlen indigoblau; im Spektrum beobachtet man intensiv die blaue Strontiumlinie.

§ 23. Aus den in § 21 und § 22 mitgeteilten Beobachtungen möchten wir schließen, daß die von Natrium, Lithium und Strontium unter den angewendeten Versuchsbedingungen erzeugten Anodenstrahlen aus geschleuderten Metallionen bestehen und daß die Energie der Strahlen der Hauptsache nach von dem elektrischen Kraftfelde herrührt, welches sie durchlaufen, in diesem Falle also vom Anodenfall. Ferner wird man annehmen dürfen, daß ein großer Teil der Strahlen von der Anode selbst seinen Ausgang nimmt und daß für diesen die gleichen Gesetze gelten, welche auch das Verhalten der Kathodenstrahlen bestimmen. Die Parallele zwischen den Strahlen von der Kathode und der Anode ist mithin eine sehr weitgehende.

Es wäre natürlich sehr erwünscht, wenn genauere Messungen als die oben beschriebenen an den Anodenstrahlen angestellt würden. Besonders $\frac{\varepsilon}{\mu}$-Bestimmungen nach der klassischen Methode von Kaufmann scheinen geeignet, bessere Zahlen als die von uns erhaltenen zu finden. Unsere bisherigen Versuche in dieser Richtung waren indessen nicht sehr befriedigend, da sich unerwartete experimentelle Schwierigkeiten ergaben.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, September 1907.

(Eingegangen 30. September 1907.)

E. Gehrcke und O. Reichenheim (Berlin),

Die Strahlen der positiven Elektrizität.[1])

In folgendem wollen wir versuchen, einen Überblick über die verschiedenen Arten positiver Strahlen zu gewinnen, indem wir sie im Zusammenhang betrachten und miteinander vergleichen.

Die ersten Strahlen positiver Elektrizität entdeckte Goldstein[2]) im Jahre 1886. Goldstein fand, daß von geeignet beschaffenen Kathoden in Geißlerschen Röhren eine eigentümliche Strahlung ausgeht, die er mit dem Namen Kanalstrahlen bezeichnete, da die Erscheinung besonders stark an durchlochten, mit Kanälen versehenen Kathoden auftrat. Obgleich der Entdecker der Strahlen diese anfangs für ein Phänomen im Äther, analog etwa den Lichtwellen hielt und aus seinen ersten Beobachtungen den Schluß zog, „daß sie nicht von abgeschleuderten, ponderablen Teilchen gebildet werden", so hat doch gerade diese anfangs bestrittene Auffassung von dem Wesen der Erscheinung heute allgemeine Anerkennung gefunden. Man könnte für die Kanalstrahlen geradezu die Bezeichnung „strahlende Materie" gebrauchen — ein Ausdruck, den Crookes für die Kathodenstrahlen erfand, der aber nach unseren heutigen Anschauungen nicht mehr recht hierfür paßt.

Die heutige, sehr bestimmte Auffassung von der Natur der Kanalstrahlen als geschleuderter, positiver Ionen war erst möglich auf Grund der Arbeiten W. Wiens[1]), der unter anderem die elektrische und magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen entdeckte und quantitative Versuche anstellte. Nachdem man neuerdings auch noch den Stark-Effekt[2]) der Kanalstrahlen kennt, der sich in überraschend einfacher Weise durch das Dopplersche Prinzip deuten läßt und eine ausgezeichnete Bestätigung der Korpuskeltheorie bildet, hat die letztere so viel an Boden gewonnen, daß man geneigt sein kann, in ihr mehr als eine bloße Arbeitshypothese zu erblicken.

Nach der Entdeckung der Kanalstrahlen und nachdem die Existenz positiver Ionen in Geißlerschen Röhren festgestellt war, lag die Vermutung nahe, daß zwischen der Kathode und der Anode eines Geißlerschen Rohres eine Parallelität bestehe, insofern, als in ähnlicher Weise wie von der Kathode unter geeigneten Versuchsbedingungen eine Strahlung negativer Elektrizität ausgeht, auch die Anode bei passender Wahl der Begleitumstände zur Quelle einer Strahlung, und zwar von positiven Strahlen, werden sollte. Man hat vielfach geglaubt, in den Kanalstrahlen solche an der Anode entstehenden Strahlen vor sich zu haben; aber mit Unrecht, denn die Anode ist auf die Kanalstrahlen einflußlos. Des experimentellen Hinweises darauf, daß sich Anodenstrahlen erzeugen lassen, hat es nicht ermangelt; wir erinnern nur an die Arbeiten[3]) von W. Hittorf,

1) Vorgetragen von E. Gehrcke.

2) E. Goldstein, Berl. Sitzungsber. S. 691—699, 1886; Wied. Ann. **64**, 38—48, 1898.

1) W. Wien, Wied. Ann. **65**, 445—449, 1898.

2) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892—897, 1905.

3) W. Hittorf, Pogg. Ann. **136**, 210, 1869; E. Warburg, Wied. Ann. **40**, 1, 1890; W. Wien, Wied. Ann. **65**, 449, 1898; Beattie, Phil. Mag. **48**, 97, 1899; Richardson, diese Zeitschr. **5**, 6, 1904; **6**, 914, 1905. Betreffs weiterer Literatur vgl. unsere Mitteilungen über Anodenstrahlen, Verh. D. Phys. Ges. **8**, 559—566, 1906; **9**, 76—83, 200—204, 1907; ferner diese Zeitschr. vorstehende Mitteilung.

E. Warburg, W. Wien, Beattie und Richardson. Trotzdem ist es erst neuerdings gelungen, die Versuchsbedingungen festzustellen, unter denen intensive Anodenstrahlen entstehen.

Wie aus unseren bisherigen Untersuchungen hervorgeht, stellen die Anodenstrahlen in der Tat positiv geladene Korpuskeln dar. Die quantitativen Versuche haben ergeben, daß sie geschleuderte Ionen von der Größe des Atoms sind. Kanalstrahlen und Anodenstrahlen sind also offenbar in ihrem Wesen identische Erscheinungen. Es erscheint von vornherein nicht ausgeschlossen, daß jedes elektropositive Element befähigt ist, als Anodenstrahl- oder Kanalstrahlerzeuger zu dienen. Auch von Stoffen stark elektronegativen Charakters haben wir Anodenstrahlen erhalten; näheres über diese wissen wir freilich noch nicht.

Man nimmt gewöhnlich an, die Kanalstrahlen entstünden dadurch, daß vor der Kathode vorhandene positive Ionen durch das im dunkeln Raum herrschende Kraftfeld nach der Kathode hingetrieben werden und dann durch die Öffnungen derselben austreten. Diese Auffassung könnte man auch so ausdrücken, daß eine vor der Kathode gelagerte, positiv geladene Gaswolke als Anode wirkt und nun Anodenstrahlen aussendet, die dann, durch die Löcher der Kathode fliegend, als Kanalstrahlen zur Beobachtung gelangen. Hiernach wären die Kanalstrahlen nichts weiter als ein Spezialfall der Anodenstrahlen. Indessen muß bemerkt werden, daß die Entstehungsweise der Kanalstrahlen bisher noch keineswegs ganz sicher ist und daß hier möglicherweise noch andere unbekannte Vorgänge mitspielen (vgl. auch unten K_1-Strahlen). So meint Goldstein[1]), daß es nicht richtig wäre, die Löcher der Kathode lediglich als Durchgangskanäle für die Strahlen aufzufassen; der Entstehungsort der Kanalstrahlen liege vielmehr an den Oberflächen der Kathode und an den Wänden der Kanäle, und die Strahlen würden tangential von ihnen ausgesandt. Die von Goldstein angestellten Versuche sprechen in der Tat für diese Auffassung. Andererseits aber sind wieder die Messungen des Potentials und der magnetischen und elektrischen Ablenkung in ihrer Übereinstimmung mit den aus dem Stark-Effekt gezogenen Folgerungen zugunsten der zuerst angeführten Ansicht geltend zu machen.

Die Entstehung der Anodenstrahlen an einer Salzelektrode erscheint sehr plausibel. Das Salz erzeugt positive Ionen, und diese werden durch den Anodenfall beschleunigt. Die besondere Rolle, welche bei diesem Vorgang die anderen Bestandteile der Anode, wie Kohle, Jod usw., bilden, ist noch nicht aufgeklärt.

1) E. Goldstein, Verh. D. Phys. Ges. **4**, 228—244, 1902.

Die einheitliche Auffassung von der Natur der Kanal- und Anodenstrahlen läßt sich auch auf die sogenannten α-Strahlen ausdehnen, die von manchen radioaktiven Körpern ausgehen. Rutherford[1]), der die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit der α-Strahlen festgestellt hatte, fand auch hier positive Ionen von der Größenordnung des Atoms. Während aber die Kanalstrahlen und Anodenstrahlen die verschiedensten Werte der sogenannten spezifischen Ladung $\frac{\varepsilon}{\mu}$ ergeben, entsprechend den von verschiedenen Elementen erzeugten Ionen, erweisen sich alle von den radioaktiven Stoffen ausgesandten α-Strahlen nach den neueren Untersuchungen Rutherfords[2]) innerhalb der Beobachtungsfehler) als identisch, und zwar findet sich ein Wert, der doppelt so groß ist als der für Wasserstoffkanalstrahlen gemessene. Da man nun weiß, daß sich aus den Zerfallprodukten der radioaktiven Elemente Helium bildet, so nimmt man an, daß die α-Strahlenteilchen aus Helium bestünden. Wenn man mit Rutherford voraussetzt, daß die elektrische Ladung des Heliumions dieselbe ist wie die des Wasserstoffions, so wird man zu der Folgerung gedrängt, daß die α-Strahlenteilchen aus halben Heliumatomen bestehen. Man kann indes mit demselben Recht auch annehmen, das Helium besitze eine doppelt so große Ladung als der Wasserstoff; man vermeidet dann die Annahme eines halben Atoms, und die α-Strahlen wären also hiernach mit einer zweifachen Elementarladung ausgestattete Heliumatome. Diese letztere Deutung hat unseres Erachtens auch insofern etwas für sich, als im periodischen System der Elemente die Reihe der Edelgase neben der Reihe der Alkalimetalle steht; man wird aber nicht annehmen wollen, daß die Edelgase einwertig sind, weil dann neben den einwertigen Alkalimetallen wieder eine Reihe einwertiger Stoffe stehen würde, und dies widerspricht der sonst gut innegehaltenen Periodizität.

Zu den Strahlen positiver Elektrizität treten noch einige andere, die vielleicht mit den oben genannten wesensgleich sind, über die man indessen bisher noch nicht viel weiß. Zunächst sind hier die von Goldstein[3]) entdeckten und als K_1-Strahlen bezeichneten Strahlen zu nennen. Die K_1-Strahlen treten in Geißlerschen Röhren an der Kathode auf und bilden ein mit den Kathodenstrahlen koinzidierendes, fahles Lichtbündel, dessen Existenz man bemerkt, wenn man mit einem angenäherten Magneten die

1) E. Rutherford, diese Zeitschr. **4**, 235—240, 1903.
2) Derselbe, Phil. Mag. **12**, 348—371, 1906; Rutherford und Hahn, ebenda, 371—378.
3) E. Goldstein, Berl. Ber. **39**, 698, 1886; Verh. D. Phys. Ges. **3**, 207, 1901; **4**, 229, 1902.

Kathodenstrahlen etwas zur Seite biegt. Die durch schwache magnetische Kräfte nicht beeinflußbaren K_1-Strahlen sind aller Wahrscheinlichkeit nach mit den Kanalstrahlen identisch. Hierfür sprechen auch die Untersuchungen von Villard.[1]) Merkwürdig sind sie dadurch, daß sie sich dem elektrischen Kraftfeld entgegen bewegen. Während sonst, bei den Kathoden-, Anoden- und Kanalstrahlen, die geladenen Ionen sich im Sinne der elektrischen Kraft bewegen, welche auf sie wirkt und welcher sie den überwiegenden, wenn nicht den gesamten Teil der ihnen innewohnenden Energie verdanken, verhalten sich die K_1-Strahlen gerade umgekehrt. Man kann nicht annehmen, daß Besonderheiten der Potentialverteilung an der Kathode hier nur eine dem Kraftfeld entgegengerichtete Bewegung vortäuschten, da die Bahn mit derjenigen der Kathodenstrahlen zusammenfällt. Gegen dieses Faktum spricht auch die Annahme, daß die K_1-Strahlen an der Kathodenfläche reflektierte Kanalstrahlen wären. Besonders treten die K_1-Strahlen auch hervor, wenn man eine nach unseren Angaben hergestellte Salzelektrode als Kathode benutzt; so geben z. B. Lithiumsalzkathoden rötlich gefärbte K_1-Strahlen, die beim Auftreffen rotes Fluoreszenzlicht erzeugen. Vielleicht ist anzunehmen, daß man es hier mit Strahlen zu tun hat, die im Moment ihrer Entstehung als negativ geladenes Masseteilchen abgestoßen werden, aber sehr bald, nachdem sie kaum das elektrische Kraftfeld durchlaufen haben, zwei oder mehr negative Elektronen verlieren, so daß ein positiver Strahl übrig bleibt.[2]) Es ist aber auch denkbar, daß von vornherein die K_1-Strahlen ihre Energie nicht dem elektrischen Kraftfelde, sondern vielmehr einem intraatomistischen Vorgang verdanken, den man mit einem radioaktiven Prozeß vergleichen kann und der vielleicht mit der Zerstäubung an der Kathode im Zusammenhang steht. Eine Aufklärung hierüber ist erst auf Grund genauer Messungen zu erwarten.

Ferner sind hier noch einige, den Kanalstrahlen vermutlich ebenfalls nahe verwandte Strahlen zu nennen, die Goldstein[3]) als S_1-Strahlen, als Nebelstrahlen und als diffuse Strahlen bezeichnet. Auch die von Kanalstrahlen erzeugten positiven Sekundärstrahlen[4]) gehören wohl hierher. Indes ist über alle diese bisher nur wenig bekannt, und man ist nicht einmal in allen Fällen sicher, ob sie überhaupt als positive Strahlen anzusprechen sind.

Charakteristisch für die oben genannten Strahlen der positiven Elektrizität ist der Umstand, daß sie — im Gegensatz zu den Strahlen der negativen Elektrizität — aus Teilchen ponderabler Masse zu bestehen scheinen. Man glaubte deshalb bis vor kurzem, daß es nur negative Elektronen gäbe, und daß die positive Elektrizität stets an die Materie gebunden sei. Nun hat neuerdings J. E. Lilienfeld[1]) Versuche beschrieben, aus denen er die Existenz positiver Elektronen folgert. Die Lilienfeldschen Resultate stehen so vereinzelt da und lassen sich so wenig mit den sonst bekannten Eigenschaften positiver Strahlen in Zusammenhang bringen, daß hier nicht näher darauf eingegangen werden möge. Man soll meinen, daß, wenn überhaupt positive Elektronen oder positiv geladene Zertrümmerungsprodukte von Atomen in der Natur existenzfähig sind, auch Anoden herstellbar sein sollten, die imstande sind, statt vollständiger Ionen Stücke von solchen oder positive Elektronen auszusenden. Wir haben bisher indessen nichts beobachtet, was mit Sicherheit hierauf schließen ließe.

1) P. Villard, C. R. **143**, 674—676, 1906.

2) Vgl. E. Gehrcke, diese Zeitschr. **7**, 181—182, 1906. Auf die Existenz derartiger negativer Massestrahlen deutet auch eine Beobachtung von W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 262, Anm., 1902.

3) Verh. D. Phys. Ges. **4**, 228—244, 1902.

4) J. J. Thomson, Phil. Mag. **14**, 359—364, 1907.

1) J. E. Lilienfeld, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 631—635, 1906; **9**, 125—135, 1907.

(Eingegangen 30. September 1907.)

Diskussion.

Bose (Danzig): Ich möchte mir folgende Frage an die Herren Vortragenden erlauben: Ich habe früher einmal[1]) auf der Suche nach freien positiven Elektronen die stark elektronegativen Elemente Selen und Tellur als Elektroden von Entladungsröhren unter recht verschiedenen Bedingungen verwendet. Herr Kollege Gehrcke sagte nun, er habe auch mit diesen Elementen gearbeitet und dabei typische Anodenstrahlen erhalten. Ich habe dagegen bei meinen Versuchen immer nur starke Zerstäubung des Elektrodenmateriales beobachtet. Vielleicht können Sie mich mit wenigen Worten darüber belehren, woran der Mißerfolg bei mir gelegen hat, bzw. durch welchen besonderen Kunstgriff Sie gute Resultate erreicht haben.

Reichenheim: Mit reinem Tellur haben wir niemals etwas erhalten. Wenn wir es aber mit Graphitpulver und mit Jod mischten, so haben wir eine Strahlung erhalten, die viel schärfer und durchdringender war als die hier gezeigte. Freilich wissen wir nicht, ob das Kohle- oder Jod- oder Tellurstrahlen sind, vorläufig wenigstens läßt sich nicht sagen, welchem Element die Strahlung zuzuordnen ist.

Wien (Würzburg): In bezug auf die letzten Strahlen möchte ich bemerken, daß ich bei den Wasserstoffkanalstrahlen immer Strahlen gefunden habe, die negativ geladen waren, die

1) Zeitschr. f. physik. Chem. **34**, 701, 1900; Ann. d. Physik **9**, 1061, 1902.

vom magnetischen Felde abgelenkt werden, die also von einem elektrischen Felde in derselben Richtung getrieben werden müssen wie die Kathodenstrahlen. Diese Strahlen sind sehr schwach, lassen sich aber immer mit Sicherheit beobachten. Das dürften wohl die Strahlen sein, die Sie als K_1-Strahlen bezeichnet haben. Diese sind also immer da, und sie sind meines Wissens auch von Thomson beobachtet worden. Weiter möchte ich noch fragen, wieweit die Ablenkung dieser Strahlen homogen ist, ob etwa diese Strahlen im magnetischen Felde ebenso ungleichmäßig abgelenkt werden wie die Kanalstrahlen.

Gehrcke: Um zunächst auf die zweite Frage zu antworten: Das magnetische Spektrum dieser Anodenstrahlen ist sehr verbreitert, ganz ähnlich wie bei den Kanalstrahlen. Was die erste Bemerkung von Herrn Wien anlangt, so ist es auch mir bekannt, daß Herr Wien der erste war, der „negative Massestrahlen", wie ich mich kurz ausdrücken will, beobachtet hat und ich habe mir auch in dem mir vorliegenden Manuskript eine Bemerkung darüber notiert, ich habe diesen Passus aber hier beim Vortrag übergangen in Anbetracht der Schärfe, mit welcher die Bestimmung über die Innehaltung der zugemessenen Zeit gehandhabt wird.

Wiener (Leipzig): Ich bin von den schönen Versuchen sehr entzückt, erlaube mir aber doch zu bemerken, daß der Name Anodenstrahlen mir irreführend scheint und mich selbst auch anfangs irre geführt hat. Die Strahlen gehen von der Anode aus und könnten insofern als Anodenstrahlen bezeichnet werden, aber den Namen Anodenstrahlen will man doch in unmittelbare Parallele zu den Kathodenstrahlen bringen; unter Kathodenstrahlen aber verstehen wir jetzt Strahlen negativer Elektronen, und wir würden also unter Anodenstrahlen uns zunächst Strahlen positiver Elektronen vorstellen. Das wäre etwas Neues. Nach den Ausführungen der Vortragenden ist das aber nicht der Fall, sondern es handelt sich nach ihren eigenen Untersuchungen um Strahlen aus dem Material der Kanalstrahlen oder auch der in der Elektrolyse bekannten positiven Ionen. Ich würde daher vorschlagen, diese Strahlen als Strahlen positiver Ionen oder kürzer als positive Ionenstrahlen zu bezeichnen, und den Namen Anodenstrahlen noch zu reservieren für Strahlen positiver Elektronen, falls solche gefunden werden. Ich würde sie auch nicht Strahlen positiver Elektrizität nennen, denn auch dies scheint mir mißverständlich, denn wir verstehen unter Elektrizität in diesem Zusammenhange die von den Elektronen, nicht die von den Ionen mitgeführte Elektrizität. Auch mit dem gebrauchten Ausdrucke Korpuskeln bin ich nicht einverstanden; darunter versteht man bisher Trümmer des Ions, nicht aber das Ion selber. Ich glaube daher nicht, daß diese Bezeichnungen der Sache entsprechen.

Gehrcke: Wir haben den Namen Anodenstrahlen gewählt zu einer Zeit als noch kein Mensch etwas von positiven Elektronen gehört hatte und als wir noch gar nicht wußten, was für Strahlen wir vor uns hatten, das geht ja erst jetzt aus den soeben vorgetragenen Untersuchungen mit einiger Bestimmtheit hervor. Mir erscheint der von uns gewählte Name keineswegs unzweckmäßig, denn die Parallele zwischen der Kathode und der Anode geht doch sehr weit. Man könnte meinen, daß wir anfangs vielleicht mit der Bezeichnungsweise etwas vorschnell gewesen sind, aber gerade die letzten Versuche zeigen doch eine bis in die Einzelheiten gehende Parallele; und ferner, wie man von α-Strahlen spricht, die doch vermutlich ebenfalls Massestrahlen sind, so hat doch auch wohl der Ausdruck Anodenstrahlen seine volle Berechtigung. Sollte freilich eines Tages gefunden werden, daß Anoden existieren, die positive Elektronen aussenden, dann ist vielleicht der Zeitpunkt gekommen, den Namen Anodenstrahlen dafür zu reservieren. Aber bis dahin müssen wir noch warten und können bei dem bisherigen Stand unserer Kenntnisse meines Erachtens ruhig an der Bezeichnung Anodenstrahlen auch für Ionenstrahlen festhalten. Die Bezeichnung ist nicht für alle Ewigkeit bindend, entspricht aber auf Grund der bisher vorliegenden Erfahrungen und Beobachtungen dem gegenwärtigen Standpunkt unserer Kenntnisse ausgezeichnet. — Was übrigens die Lilienfeldschen Versuche anlangt, so möchte ich besonders betonen, daß ich keineswegs eine Kritik daran üben wollte, im Gegenteil, ich habe mich jedes Urteils darüber enthalten, da wir, Herr Reichenheim und ich, nur wenige eigene Beobachtungen über die von Lilienfeld beobachteten Erscheinungen angestellt haben.

C. Fredenhagen (Leipzig), Über die Emissionsursachen der Spektren.

Die Ansicht von Kirchhoff und Bunsen und ihre Grundlagen.

Kirchhoff und Bunsen, die beiden berühmten Entdecker und Begründer der Spektralanalyse haben den Satz aufgestellt, daß die Dämpfe der Metalle, wenn sie auf eine hinreichend hohe Temperatur erhitzt werden, die für das betreffende Metall charakteristischen Linien emittieren. Dieser Satz ist das Ergebnis einer glänzenden und überaus sorgfältigen Arbeit, in der diese Forscher die Spektrallinien feststellten, welche die verschie-

densten Verbindungen der Alkalimetalle *K*, *Na* und *Li* (*Rb* und *Cs* wurden erst infolge dieser Untersuchung bald hierauf von Bunsen entdeckt) und der Erdalkalimetalle *Ca*, *Ba* und *Sr* in den Luft- bezw. Sauerstoffflammen von Schwefel, Schwefelkohlenstoff, Leuchtgas, Kohlenoxyd und Wasserstoff hervorriefen. Auf Grund der Ergebnisse dieser umfangreichen und zeitraubenden Arbeit glaubten Kirchhoff und Bunsen den Schluß ziehen zu dürfen, „daß die Verschiedenheit der Verbindungen, in denen die Metalle angewandt werden, die Mannigfaltigkeit der chemischen Prozesse in den einzelnen Flammen und der ungeheure Temperaturunterschied dieser letzteren keinen Einfluß auf die Lage der den einzelnen Metallen entsprechenden Spektrallinien ausübt".[1]) Hieraus ergab sich dann mit ziemlicher Notwendigkeit ihr weiterer Schluß, „daß es immer die Dämpfe der freien Metalle sind, welche die Linien derselben erzeugen."[1])

Die Lücke in ihrer Beweisführung.

So weitgehend Kirchhoff und Bunsen aber auch ihre Versuche variierten, indem sie die Flammen von Schwefel, Schwefelkohlenstoff, Leuchtgas, Kohlenoxyd und Wasserstoff verwandten, so blieb bei allen ihren Versuchen doch stets ein Faktor ungeändert, weil sie immer mit Sauerstoffflammen arbeiteten, indem sie die obengenannten Stoffe entweder an der Luft oder mit reinem Sauerstoff verbrennen ließen. Hiermit aber blieb die von ihnen übersehene Möglichkeit offen, daß der Sauerstoff bei der Entstehung der Bunsenflammenspektren in irgendeiner Weise beteiligt sein könnte. Und in der Tat findet man, daß die Bunsenflammenspektren ausbleiben, sobald man auch noch diesen Faktor variiert und mit Nichtsauerstoffflammen arbeitet.

Die Spektren der Nichtsauerstoffflammen.

Zu solchen Versuchen ist die Chlorwasserstoffflamme wegen der leichten Herstellbarkeit dieser beiden Gase, die beide überdies auch in Bomben erhältlich sind, sehr geeignet, und mit ihr sind bisher auch die meisten Versuche ausgeführt worden. Jod vermag bei seiner Vereinigung mit Wasserstoff keine Flammenbildung zu geben und bei Brom ist diese nur schwer zu erzielen, wenn man die beiden Gase stark vorwärmt, bevor man sie zur Vereinigung gelangen läßt. Daß aber auch in diesen beiden Flammen die Bunsenflammenspektren ausbleiben würden, kann man daran sehen, daß die Intensität der von einer gewöhnlichen Bunsenflamme ausgesandten Spektren weitgehend zurückgedrängt wird, wenn man in diese Flamme Brom oder Jod in hinreichendem Überschuß einführt. Von anderen Nichtsauerstoffflammen kommen noch die Cyan- und die Fluorwasserstoffflamme in Betracht. Mit der ersteren sind bisher noch keine spektralanalytischen Versuche ausgeführt. Mit der Fluorwasserstoffflamme aber habe ich in letzter Zeit einige Versuche anstellen können, die mit Gewißheit ergaben, daß die gewöhnlichen Bunsenflammenspektren auch in der Fluorwasserstoffflamme ausbleiben.

Was nun das spezielle Verhalten der einzelnen Metalle in diesen Nichtsauerstoffflammen anbetrifft, so geben die Alkalimetalle und Thallium in der Chlorwasserstoffflamme und mit ziemlicher Sicherheit auch in den Flammen von Brom- und Jodwasserstoff im Gebiet des sichtbaren Spektrums keine charakteristischen Spektralerscheinungen. *Ca*, *Ba*, *Sr* und besonders *Cu* geben dagegen in allen Halogenwasserstoffflammen besondere und sehr charakteristische Spektren. In der Fluorwasserstoffflamme bleibt bei Thallium die bekannte grüne Linie und bei Natrium die beiden *D*-Linien aus. (Ob in dieser Flamme die Nebenserien des Natriums sichtbar werden, vermag ich noch nicht zu sagen und werden wir hierauf weiter unten nochmals zurückkommen.) Wegen Literatur über die früheren Versuche mit den Nichtsauerstoffflammen und bezüglich der näheren Beschreibung der einzelnen Versuche muß ich auf meine „spektralanalytischen Studien" verweisen.[1])

Der Einfluß der chemischen Prozesse auf die Emission der Spektrallinien.

Das Ergebnis dieser Versuche ist mit den oben wiedergegebenen Folgerungen, die Kirchhoff und Bunsen aus ihren Versuchen gezogen haben, nicht verträglich. Es müssen also entweder die in den einzelnen Flammen eintretenden chemischen Prozesse oder aber der Temperaturunterschied der verschiedenen Flammen doch einen Einfluß auf die Lage der von ihnen bei Gegenwart eines bestimmten Metalles emittierten Linien ausüben. Ein derartiger Einfluß der Temperatur ist aber ausgeschlossen, da die Temperatur der Chlorwasserstoffflamme zwischen den Temperaturen der reinen Knallgasflamme und der gewöhnlichen Bunsenflamme liegt, und da, wie schon aus den Versuchen von Kirchhoff und Bunsen folgt, alle Sauerstoffflammen trotz ihrer ungeheuren Temperaturverschiedenheiten die gleichen Spektren emittieren. Es bleibt somit nur übrig, daß die in den einzelnen Flammen eintretenden verschiedenen chemischen Prozesse

1) Kirchhoff und Bunsen, Pogg. Ann. **60**, 161, 1860; Bunsen, Ges. Abh. **3**, 232.

1) Ann. d. Phys. **20**, 133, 1906.

einen Einfluß auf die Emission der Spektrallinien ausüben.

Welches sind diese chemischen Prozesse?

Die Frage, welche chemischen Prozesse hierbei in Betracht kommen, läßt sich nun leicht beantworten, wenn man folgende experimentellen Ergebnisse berücksichtigt. Alle Sauerstoffflammen veranlassen die Emission der gleichen Spektren, nämlich die der bekannten Bunsenflammenspektren, oder wie wir wohl allgemeiner sagen können, der Sauerstoffflammenspektren. Dieselben Spektren gelangen ferner zur Emission, wenn man z. B. in die Chlorwasserstoffflamme Sauerstoff hineinbläst oder in Form irgendeiner Verbindung hineinbringt. Andererseits aber kann man auch in den Sauerstoffflammen die Emission der Chlorflammenspektren erzielen, wenn man in sie Chlor in hinreichender Menge hineinbläst oder in Form einer Verbindung hineinbringt, wobei unter den geeigneten Verhältnissen beide Arten von Spektren nebeneinander entstehen.

Hieraus folgt, daß z. B. für die Emission der *D*-Linien die Gegenwart des Natriums allein nicht ausreicht, sondern daß hierzu noch außerdem das Hinzukommen von Sauerstoff notwendig ist. Das analoge gilt für die Emission der charakteristischen Spektren der Nichtsauerstoffflammen, sie werden nur dann emittiert, wenn außer dem betreffenden Metall noch das betreffende Halogen vorhanden ist.

Es fragt sich nun, welches die möglichen Wechselwirkungen sind, welche zwischen den einzelnen Metallen und dem Sauerstoff oder dem Halogen in den betreffenden Flammen stattfinden, und welche von ihnen als Emissionsursache der betreffenden Spektren in Frage kommen können. Betrachten wir die in den einzelnen Flammen eintretenden chemischen Vorgänge unter Berücksichtigung des Massenwirkungsgesetzes und der Größe der chemischen Affinitäten der einzelnen Metalle zum Sauerstoff oder zu den Halogenen, so ergibt sich, daß die Alkali- und Erdalkalimetalle bei ihren großen Affinitäten zum Sauerstoff und zu den Halogenen in allen Flammen, in denen diese Elemente zugegen sind, auch mit ihnen reagieren und Oxyde bezw. Halogenide bilden müssen.

Wenn wir nun z. B. annehmen, daß die Emission der Sauerstoffflammenspektren an eine Vereinigung der betreffenden Metalle mit dem Sauerstoff geknüpft wäre, so müßte ihre Emission um so intensiver werden, je größer unter sonst gleichbleibenden Umständen der Temperatur und der Konzentration des betreffenden Metalles die Konzentration des Sauerstoffs wird, und analog müßte die Intensität der Chlorflammenspektren mit der Konzentration des Chlors ansteigen. Daß dies aber der Fall ist, geht aus den schon erwähnten Versuchen hervor, bei denen Chlor in eine Sauerstoffflamme oder Sauerstoff in eine Chlorflamme eingeblasen wurde.

Wenn nun weiter in einer Flamme gleichzeitig verschiedene Metalle vorhanden sind, und die vorhandene Sauerstoffkonzentration nicht zur vollständigen Oxydation ausreicht, so müssen wir nach unserer obigen Annahme erwarten, daß bei gleicher Konzentration der betreffenden Metalle die Intensität der emittierten Spektren für dasjenige Metall am größten ist, welches die größere Affinität zum Sauerstoff besitzt. Dieser Schluß läßt sich nun durch einen Versuch mit dem geteilten Bunsenbrenner vortrefflich bestätigen. Wenn wir über einen gewöhnlichen Bunsenbrenner ein weites Glasrohr schieben, so werden die innere und äußere Verbrennungszone des Bunsenbrenners weit voneinander getrennt, so daß man die Färbungen der einen Zone ohne Störung durch die Färbung der anderen beobachten kann. In der inneren Verbrennungszone ist die Konzentration des Sauerstoffs zur vollständigen Verbrennung der vorhandenen Stoffe, unter denen Wasserstoff eine besondere Rolle spielt, nicht ausreichend. Infolgedessen können in ihr nur solche Stoffe merklich oxydiert werden, deren Affinität zum Sauerstoff der des Wasserstoffes angenähert gleich oder überlegen ist. In der äußeren Verbrennungszone ist Sauerstoff dagegen im Überschuß vorhanden, so daß in ihr auch Stoffe mit relativ geringen Affinitäten der Oxydation verfallen werden. Der Versuch ergibt nun im Einklang hiermit, daß z. B. Kupfer die innere Zone völlig farblos läßt, die äußere aber intensiv grün färbt, während Lithium die innere Zone rot färbt und bei geringen Konzentrationen die äußere Zone fast völlig farblos läßt, zum Zeichen, daß es schon in der inneren Zone praktisch vollständig oxydiert ist.[1])

Aus diesen Versuchen folgt nun wohl mit Sicherheit, daß die Emission der bekannten Flammenspektren in der Tat an eine Oxydierung oder Halogenierung der betreffenden Metalle geknüpft ist, und wir werden weiter unten noch einige weitere Stützen dieser Ansicht zu besprechen haben.

Temperaturstrahlung oder Chemilumineszenz.

Es erhebt sich nun weiter die Frage, ob die Flammenspektren von den fertig gebildeten Oxyden oder Halogeniden als Temperatur-

1) Über die nähere Ausführung dieser Versuche siehe Fredenhagen, diese Zeitschr. **8**, 404, 1907 oder Ber. d. d. Chem. Ges. **40**, 2858, 1907.

strahlung emittiert werden, oder ob sie während der Bildung dieser Verbindungen infolge von Chemilumineszenz entstehen. Kirchhoff und Bunsen haben sich, wie eingangs erwähnt, dahin ausgesprochen, daß die Emission der Flammenspektren als eine Temperaturemission der hocherhitzten Dämpfe aufzufassen sei. Die Möglichkeit, daß es sich bei den Flammenspektren um eine durch chemische Vorgänge hervorgerufene Chemilumineszenz handeln könne, ist von ihnen jedoch nicht prinzipiell, sondern nur auf Grund ihrer experimentellen Versuche abgelehnt worden, aus denen sie den Schluß ziehen zu können glaubten, daß die in den Flammen eintretenden chemischen Vorgänge keinen Einfluß auf die Emission der Spektrallinien hätten. Wie wir soeben dargelegt haben, ist dieser Schluß jedoch irrtümlich, so daß wir von neuem vor der Frage stehen, ob die Flammenspektren Temperatur- oder Chemilumineszenzspektren darstellen.

Bevor wir jedoch näher auf diese Frage eingehen, muß noch auf einen anderen Punkt aufmerksam gemacht werden, der vielfach als eine Stütze dafür angeführt wird, daß die Flammenspektren Temperaturspektren darstellen. Es handelt sich darum, daß sich das Kirchhoffsche Gesetz für die Flammenspektren, wenn auch nicht quantitativ, so doch qualitativ, nämlich so weit es nur besagt, daß ein System, welches bestimmte Strahlen bevorzugt emittiert, dieselben auch bevorzugt absorbiert, als durchaus gültig erwiesen hat. Nun ist das Kirchhoffsche Gesetz von seinem Begründer allerdings unter der Voraussetzung einer reinen Temperaturstrahlung abgeleitet worden, aber gerade für den qualitativen Inhalt dieses Gesetzes ist die Voraussetzung einer reinen Temperaturstrahlung durchaus nicht notwendig, denn der Satz, daß ein System die Strahlen, welche es emittiert, auch zu absorbieren vermag, ergibt sich als eine notwendige Folgerung der allgemeinen Resonanzprinzipien, wobei es ganz gleichgültig ist, um was für eine Strahlung es sich hierbei handelt. Die quantitave Seite des Kirchhoffschen Gesetzes, welche die Emission eines Systemes mit der Emission des idealen schwarzen Körpers in Beziehung setzt, und für deren Giltigkeit eine reine Temperaturstrahlung allerdings die notwendige Voraussetzung bildet, ist bei den Flammenspektren aber keineswegs erwiesen, und wohl sicher nicht erfüllt.[1]) Es ist also auch von dieser Seite aus kein Grund ersichtlich, der zugunsten einer Temperaturstrahlung und gegen eine Chemilumineszenz sprechen würde.

Nach unseren vorstehenden Ausführungen steht nun die Emission der *D*-Linien auf jeden Fall im Zusammenhang mit einer Wechselwirkung zwischen Natrium und Sauerstoff, und es fragt sich nun, ob die *D*-Linien von den fertig gebildeten Natriumoxydmolekülen auf Grund der erlangten hohen Temperatur emittiert werden, oder ob sie während der Vereinigung des Natriums mit dem Sauerstoff, die ja von der Abgabe einer beträchtlichen Energiemenge begleitet ist, als Chemiluminiszenz erfolgt.

Der schon erwähnte Versuch mit dem geteilten Bunsenbrenner scheint mir nun auch diese Frage zu entscheiden. Lithiumsalze erteilen dem inneren Verbrennungskegel, in dem ihre Oxydation erfolgt, eine intensiv rote Färbung, während die äußere Verbrennungszone, in die doch die gleiche Menge des Lithiumsalzes freilich mit dem Unterschiede gelangt, daß sie schon in der inneren Zone praktisch vollständig zu Lithiumoxyd oxydiert ist, nur eine schwache Färbung annimmt. Sorgt man nun dafür, daß auch in der äußeren Zone noch eine Oxydation des Lithiums stattfindet, indem man eine so große Menge Lithiumsalz in die Flamme bringt, daß in der inneren Zone nur ein Teil oxydiert werden kann, so nimmt auch diese eine intensiv rote Färbung an. Kupfersalze, welche erst in der äußeren Zone oxydiert werden, erteilen gerade dieser Zone eine intensiv grüne Färbung, während sie die innere Zone ungefärbt lassen. Diese Versuche zeigen somit, daß die Flammenfärbungen unabhängig von den Temperaturverhältnissen nur dort eintreten, wo die betreffenden chemischen Prozesse erfolgen.[1]) Die Flammenspektren sind somit auf Chemilumineszenz zurückzuführen.

Ich möchte jedoch auch an dieser Stelle bemerken, daß zwischen einer Temperaturstrahlung und einer Chemilumineszenz oder einer von einer bestimmten chemischen Reaktion herrührenden Strahlung vom strahlungsmechanistischen Standpunkte, der nach den

1) Daß das Kirchhoffsche Gesetz von der bisher geltenden Auffassung aus, daß die Lichtemission von den freien Metalldämpfen durch Temperaturemission erfolgt, bei den Spektralflammen nicht erfüllt ist, erhellt z. B. aus folgendem Versuch: Wenn man in eine mit Natriumdampf gespeiste, frei an der Luft brennende Wasserstoffflamme Chlor einbläst, so wird die Intensität der *D*-Linien bedeutend herabgesetzt, obwohl die Temperatur hierdurch nicht erniedrigt, sondern sogar erhöht wird. Man könnte nun einwenden, daß die Konzentration des freien Natriumdampfes in der frei an der Luft brennenden Wasserstoffflamme weit größer sei, als in der Wasserstoffchlorflamme. Alsdann müßte offenbar Natriumoxyd bei der gleichen Temperatur stärker dissoziiert sein als Natriumchlorid, was wohl sicher nicht der Fall ist, und was auch dadurch widerlegt wird, daß die Leitfähigkeiten beider Flammen von nahe derselben Größe sind. Ein weiterer Grund, daß die Emission der *D*-Linien nicht von den freien Natriumatomen als Temperaturstrahlung herrühren kann, liegt darin, daß ihre Konzentration in der Flamme eine so ungeheuer kleine ist, so daß sie ein Emissionsvermögen haben müßten, welches das Emissionsvermögen der anderen Stoffe weit übertreffen würde.

1) Ein weiteres Beispiel hierfür siehe Ann. d. Phys. **20**, 148, 1906.

Emissionsursachen der Strahlen fragt, ein direkter prinzipieller Unterschied überhaupt nicht existiert. Der Unterschied ist vielmehr rein thermodynamischer Natur; etwa derart, wie er zwischen der Arbeitsfähigkeit der in zwei verschiedenen Haufen von Molekülen vorhandenen kinetischen Energie besteht, wenn in dem einen Haufen alle Moleküle eine gleichgerichtete Bewegung und in dem anderen die ungeordnete Temperaturbewegung ausführen. Ein aus den gleichen Atomen aufgebautes System kann offenbar, ohne daß irgendeine Art von strahlenemittierenden Vorgängen hinzukommt oder wegbleibt, sowohl eine Temperaturstrahlung, wie eine Reaktionsstrahlung ausführen. Eine Temperaturstrahlung wird vorliegen, wenn alle strahlenemittierenden Vorgänge regellos eintreten, wie es dem Temperaturbegriff entspricht, und eine Chemilumineszenz, wenn die Vorgänge, welche die Strahlen emittieren, in bestimmter Weise erfolgen, wie es z. B. in den Flammen der Fall ist, in denen sich die verbrennenden Stoffe in die Verbrennungsprodukte umsetzen. (Vgl. hierzu diese Zeitschr. , 407, 1907.)

Die Emissionsursachen der Nebenserien der Alkalimetalle.

Unsere bisherigen Ausführungen bezogen sich auf die Emissionsursache der gewöhnlichen Bunsenflammenspektren der Alkalimetalle, welche Kayser und Runge auch ihre Hauptserien genannt haben. Außer diesen Hauptserien vermögen die Alkalimetalle aber unter besonderen Bedingungen noch den Anlaß zur Emission einer ganzen Anzahl von weiteren Linien zu geben, welche Kayser und Runge die Nebenserien dieser Metalle genannt haben. Wir wollen nun im folgenden sehen, was sich über die Entstehungsursache dieser Nebenserien sagen läßt.

Die Nebenserien der Alkalimetalle treten auch schon in der gewöhnlichen Bunsenflamme auf, allerdings nur mit einer sehr geringen Intensität. In der reinen Knallgasflamme mit ihrer sehr viel höheren Temperatur aber sind sie deutlich sichtbar und ebenso im elektrischen Flammenbogen und im Funken. Ich versuchte nun zunächst zu entscheiden, ob das Auftreten der Nebenserien ebenso wie das der Hauptserien an die Gegenwart eines zweiten Elementes gebunden ist, oder ob es von den Metallen allein herrührt. Die Antwort hierauf konnte durch Versuche in einer Nichtsauerstoffflamme erbracht werden, die ähnliche Temperaturverhältnisse aufwies, wie die reine Knallgasflamme. Dies ist aber bei der Fluorwasserstoffflamme der Fall. Dank dem liebenswürdigen Entgegenkommen von Herrn Prof. Le Blanc, der die zur Fluorerzeugung nötigen Apparate anschaffte, und mir gestattete, diese Versuche in den Räumen seines Institutes anzustellen, habe ich eine Reihe von Versuchen mit der Fluorwasserstoffflamme ausführen können. Leider haben diese Versuche bezüglich des Auftretens der Nebenserien noch kein definitives Resultat ergeben, weil ich, um Explosionen zu vermeiden, das Fluor nur mit Chlor vermischt in die Flamme leiten konnte, wodurch deren Temperatur natürlich beträchtlich unter der der reinen Fluorwasserstoffflamme blieb. Dagegen habe ich, wie schon vorhin erwähnt, mit Sicherheit konstatieren können, daß die grüne Thalliumlinie und die *D*-Linie in der Fluorwasserstoffflamme ausblieb.[1])

Es gab jedoch noch einen anderen Weg zur Entscheidung dieser Frage, nämlich die Verwendung der Alkalivakualampen. Bei Verwendung derartiger Lampen schien es möglich, entscheiden zu können, ob die Emission bestimmter Linien ihre Ursache ausschließlich in den Dämpfen der Alkalimetalle selbst habe oder nicht. Zwar war es unvermeidlich, daß sich in den Versuchsrohren, obwohl sie aus dem schwer reduzierbaren Jenenser Verbrennungsröhrenglas gefertigt wurden, durch Reduktion des Glases Alkalioxyde bildeten. Doch konnte ich hoffen, daß wenigstens bei den leichter flüchtigen Alkalimetallen die Konzentration der Metalldämpfe groß war gegen die Konzentration ihrer Oxyddämpfe, und daß alsdann die Stromleitung und damit auch die Emission der Spektren im wesentlichen nur von den Metalldämpfen herrühren würde. Unter dieser, allerdings wohl nur in grober Annäherung zutreffenden Voraussetzung mußte für die Intensität des Auftretens der Metall- und der Oxydlinien das Flüchtigkeitsverhältnis der Metalle und ihrer Oxyde maßgebend sein. Je größer die Flüchtigkeit des Metalles im Vergleich zur Flüchtigkeit seines Oxydes ist, um so mehr sollte die Intensität der Metallinien überwiegen, während im anderen Falle die Oxydspektren stärker hervortreten müßten.

Über die Versuchsanordnung sei nur kurz bemerkt: Die mit dem Metall beschickten Rohre wurden mit Hilfe einer Ölluftpumpe evakuiert und blieben auch während des Versuches in Verbindung mit der Pumpe. Durch untergestellte Bunsenbrenner konnten sie bis auf etwa 6—700° erwärmt werden, bei welcher Temperatur sie dann durch den Luftdruck zusammengedrückt wurden. Die Rohre waren mit Außen-

1) Bei diesen Versuchen, welche wegen der Schädlichkeit der entwickelten Dämpfe recht unangenehm waren, war mir Herr Universitätsmechaniker A. Dornfeld mit großem Verständnis und größter Opferwilligkeit behilflich, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen möchte.

elektroden versehen. Als Energiequelle diente ein Boasscher Induktor von 20 cm Schlagweite. Von einer Variation der Entladungsform wurde vorläufig abgesehen.

Bei den Alkalimetallen nimmt nun die Flüchtigkeit der Metalle mit ihrem Verbindungsgewicht stark zu. Lithium ist noch ziemlich schwer flüchtig, während Rubidium und besonders Cäsium leicht flüchtig sind. Über die Flüchtigkeit der Alkalioxyde ist nur wenig bekannt, doch ist es wohl sicher, daß das Verhältnis der Flüchtigkeiten der Metalle zu der ihrer Oxyde ebenfalls mit steigendem Atomgewicht stark zunimmt, so daß bei Cäsium die Flüchtigkeit des Metalles die seines Oxydes am meisten überwiegt. Bei den Versuchen ergaben sich nun folgende Resultate:

1. Lithium. Bei der in den Glasrohren erreichbaren Temperatur von etwa $600-700^0$ ist Lithium noch nicht merklich flüchtig. Das Spektrum ließ im wesentlichen nur die Natriumlinien deutlich erkennen.

2. Natrium. Das emittierte, sehr intensive Licht hat eine gelbgrüne Farbe. Im Spektroskop sieht man sowohl die Hauptserie wie die Nebenserien und zwar beide mit großer Intensität, wobei jedoch noch die Intensität der D-Linien überwiegt. Da die Linienspektra verdünnter Gase mit zunehmender Dichte in Bandenspektra übergehen, so wurde versucht, ein ähnliches Resultat auch beim Natrium zu erhalten. Leider jedoch ohne Erfolg, da die Rohre weich wurden, bevor ein hinreichend hoher Dampfdruck des Natriums erreicht war.

Von großem Interesse ist nun, daß J. N. Lockyer[1]), der überaus vielseitige Experimentator, berichtet, daß er bei analogen Versuchen direkt über dem destillierenden Natrium eine Schicht gefunden habe, welche nur die Nebenserien, nicht aber die Hauptserie emittierte.

Zwischen der Versuchsanordnung von Lockyer und der von mir verwandten besteht nun insofern ein Unterschied, als Lockyer in einer Wasserstoffatmosphäre bei mäßigem Vakuum gearbeitet hat, wähend meine Versuche bei einem Vakuum ausgeführt wurden, bei dem schon Kathodenstrahlen vorhanden waren. Da sich aber bei Gegenwart von Wasserstoff Natriumwasserstoffverbindungen bilden können, von denen man weiß, daß sie leichter flüchtig sind als das Metall, und da ich bei früheren Versuchen mit Thallium gefunden hatte[2]), daß die eigentlichen Metalllinien weit mehr hervortraten, wenn in dem Vakuumrohr das leichter flüchtige Thalliumfluorür an Stelle des schwerer flüchtigen metallischen Thalliums vorhanden war, so schien es denkbar, daß Wasserstoff in dem Natriumrohr ein stärkeres Hervortreten der Nebenserien bewirken würde. Der Versuch ergab nun, daß beim Einlassen einer geringen Wasserstoffmenge in das vorher stark ausgepumpte Rohr die relative Intensität der D-Linien bedeutend herabgedrückt wurde, und daß die direkt über dem destillierenden Metall befindliche Schicht, wie Lockyer es angibt, eine laubgrüne Färbung annimmt. Wurde dann der Wasserstoff wieder abgepumpt, so ging diese Erscheinung zurück. Ich beabsichtige analoge Versuche auch mit anderen Metallen auszuführen, welche leicht flüchtige Wasserstoffverbindungen geben.

1) Proc. Soc. **29**, 140, 1879.
2) Ann. d. Phys. **20**, 158, 1906.

3. Kalium. Die Farbe des emittierten Lichtes variiert stark mit der Dichte des Kaliumdampfes und geht mit zunehmender Dichte von fahlgrün in dunkelpurpur über. Um über die Dichte des Kaliumdampfes einen Anhalt zu haben, wurde das mit metallischem Kalium gefüllte Rohr in einem Blechkasten erhitzt und die Temperatur mit einem Thermometer gemessen. Schon bei 150^0 sind die Nebenserien mit großer Intensität vorhanden. Die Hauptserie konnte in diesem Stadium des Versuches nicht bemerkt werden. Bei höherer Temperatur steigert sich die Intensität der Nebenserien anfangs sehr beträchtlich, bis sie oberhalb von 200^0 allmählich diffuser werden und zu verblassen anfangen. Bei 250^0 beginnt bei etwa $572\ \mu$ ein breites Band aufzutauchen, das bald die Intensität der Nebenserien, die immer weiter zurückgeht, erreicht hat. Oberhalb 350^0 ist das Band sehr intensiv, während die Nebenserien völlig verschwunden sind. Dagegen aber sind inzwischen die Linien der Hauptserie erkennbar geworden, ohne daß ihre Intensität jedoch auch nur entfernt an die Intensität heranreicht, welche die Nebenserien bei tieferer Temperatur hatten.

Wenn während des Versuches das Kalium an kältere Stellen des Rohres hinüberdestillierte, und das Rohr an der Beobachtungsstelle nicht mehr mit gesättigtem Kaliumdampf gefüllt war, so änderte sich das Spektrum vollkommen. Trotz einer Temperatur von etwa 400^0 beginnt das grüne Band zu verschwinden, während die Nebenserien wieder auftauchen und eine außerordentlich hohe Intensität erlangen, so daß auch Linien bemerkt wurden, die von Kayser und Runge nicht angegeben sind.[1])

1) Nachträgliche Anmerkung: Da es sich bei meinen Versuchen in erster Linie um die Feststellung handelte, ob die Linien der Haupt- und der Nebenserien gleichzeitig in dem Spektrum vorhanden waren, so habe ich den gefundenen neuen Linien bisher nur geringe Aufmerksamkeit gewidmet und ihre Lage nur sehr angenähert durch okulare Beobachtung festgestellt. Vor kurzem hat nun Herr Goldstein (Ber. d. physik. Ges. **5**, 321, 1907) durch Anwendung besonders kräftiger Entladungen bei eben diesen Metallen eine ganze Reihe von neuen Linien beobachtet und ihre Lage

Die Intensität der Linien der Hauptserie wird durch eine Änderung der Dichte des Kaliumdampfes dagegen nicht merklich beeinflußt, woraus folgt, daß ihre Entstehungsursache von der Konzentration des Kaliumdampfes unabhängig ist, was mit unseren früheren Ausführungen übereinstimmt, nach denen sie durch die Konzentration des Kaliumoxyddampfes bedingt ist. Da diese aber mit steigender Temperatur zunimmt, so müssen wir dies auch von der Intensität der durch sie erzeugten Linien erwarten, wie es ja auch dem experimentellen Befunde entspricht. Bemerkt sei endlich noch, daß im Moment des Springens eines Rohres die Intensität der ultraroten Doppellinien des Kaliums sehr groß wurde, was ebenfalls mit unseren früheren Ausführungen im Einklang steht, da alsdann Sauerstoff in das Rohr hineindringt.

4. Rubidium. Das Spektrum zeigt die Nebenserien mit großer Intensität, während die Hauptserie vollkommen fehlt und z. B. das sonst so intensive blaue Linienpaar 4216 und 4202 überhaupt nicht bemerkt werden konnte. Dagegen sind noch eine ganze Anzahl anderer Linien vorhanden, die von Kayser und Runge nicht verzeichnet sind, die aber, da sie stets gleichzeitig mit den anderen Rubidiumlinien auftreten und verschwinden, doch wohl dem Metall angehören müssen.[1])

5. Cäsium. Der gesättigte Metalldampf erhält durch die Entladungen eine grünblaue Färbung, in der die Linien der Hauptserie besonders auch 4593 und 4555 vollkommen fehlen, während die Nebenserien deutlich bemerkbar sind, und gleichzeitig eine Reihe von anderen Linien sichtbar sind, die Kayser und Runge nicht verzeichnet haben, die nach ihrer Veränderlichkeit mit der Dichte des Cäsiumdampfes aber doch wohl als Cäsiumlinien anzusehen sind.[1])

6. Ich habe dann noch einige Versuche mit Thallium ausgeführt. In dem Spektrum erlangte nur die grüne *Tl*-Linie eine große Intensität, während alle anderen Linien auch bei der in den Hartglasrohren erreichbaren höchsten Temperatur nur schwach hervortreten. Da das Thalliumoxyd sehr viel leichter flüssiger ist als das metallische Thallium, so ist dieses Resultat im Sinne der hier vertretenen Auffassung leicht verständlich. (Vgl. hierzu: Ann. d. Phys. **20**, 158, 1906.)

Diese Versuche machen es für Natrium und besonders für Kalium, Rubidium und Cäsium sehr wahrscheinlich, daß ihre sogenannten Nebenserienlinien reine Metallinien sind, zu deren Erzeugung die Gegenwart irgendeines anderen Elementes nicht erforderlich ist. Dieses Resultat konnte nun noch durch andere Versuche bestätigt werden. Wenn nämlich in den Vakuarohren statt der Metalle selbst eine ihrer Halogenverbindungen verdampft wurde, die bei Natrium, Kalium, Rubidium und Cäsium bedeutend schwerer flüchtig sind als die Metalle selbst, so war einerseits die Konzentration der Metalldämpfe weit geringer als in den Metallvakuarohren, während andererseits wegen der jetzt nötigen weit höheren Temperatur die relative Konzentration der betreffenden Oxyde weit größer war als in den Metallvakuarohren. Es war demnach zu erwarten, daß bei diesen Versuchen die Intensität der Nebenserien gegen die der Hauptserien zurücktreten mußte. Dies war auch tatsächlich der Fall. Bei Verwendung von Rubidium-Chlorid überstrahlten 4216 und 4202 weit alle anderen Linien, und bei Cäsiumjodid erhielten 4593 und 4555 eine sehr große Intensität, während die Linien der Nebenserien des Cäsiums kaum bemerkbar waren. Diese Versuche bestätigen auch zugleich, daß die Halogenverbindungen der Alkalimetalle im sichtbaren Teil des Spektrums keine besonderen Linien emittieren. Da diese Versuche überdies unter Benutzung der gleichen Entladungen ausgeführt wurden, die bei den Metallvakualampen verwandt wurden, so zeigen sie auch, daß die verschiedene Intensität, mit der die Hauptserien und die Nebenserien bei den einzelnen Versuchen hervortreten, ihre Ursache nicht in der Entladungsform, sondern tatsächlich nur in der variierten Konzentration der Metall- und der Oxyddämpfe hatte.

Diese Resultate stehen nun auch im Einklang mit der Beobachtung des Herrn Lenard[1]), daß im Alkaliflammenbogen die Nebenserien bevorzugt von dem Inneren, die Hauptserie dagegen bevorzugt von dem Mantel des Bogens emittiert werden, was wir darauf zurückführen würden, daß die Konzentration des Sauerstoffs und

bestimmt. Besonders beim Kalium sind seine Resultate viel weitgehender wie die meinigen; beim Rubidium und Cäsium aber konnte ich durch Vergleich seiner genaueren Angaben mit meinen vorläufigen und noch nicht publizierten Messungen feststellen, daß die Mehrzahl der von ihm angegebenen Linien auch bei meinen Versuchen sichtbar geworden war. Das bemerkenswerteste Resultat von Herrn Goldstein, daß bei seinen Versuchen die Linien der gewöhnlichen Nebenserien vollkommen ausbleiben, habe ich bei meinen mit gewöhnlichen Induktorentladungen angestellten Versuchen nicht erhalten, doch lag es schon in meiner Absicht, wie in dem Vortrage selbst bemerkt ist, ebenfalls Versuche mit stark veränderten und sehr großen Stromdichten auszuführen.

Bezüglich des für die vorliegende Arbeit wichtigsten Resultates, daß bei den Metallvakualampen von Kalium, Rubidium und Cäsium die Linien der Hauptserien ausbleiben, scheinen die Versuche des Herrn Goldstein vollständig die meinigen zu bestätigen, was man mit völliger Sicherheit freilich erst dann wird entscheiden können, wenn die näheren Einzelheiten der Versuchsanordnungen des Herrn Goldstein bekannt geworden sind.

1) Siehe vorhergehende Anm.

1) Ann. d. Phys. **17**, 197, 1905.

damit auch der Metalloxyde im Mantel eine weit größere ist, wie im Innern des Bogens.

Aus diesen Versuchen können wir also schließen, daß die sogenannten Nebenserien der Alkalimetalle ihre Entstehungsursache in den Alkalimetallen selbst haben, während die Hauptserien der Alkalimetalle als Serien von Metallsauerstoffverbindungen zu bezeichnen sind. Bezüglich der Hauptserien konnten wir nun vorhin darlegen, daß ihre Emissionsursache in dem Vereinigungsvorgang der Alkalimetalle mit dem Sauerstoff zu suchen ist, und so taucht jetzt auch die Frage nach der Emissionsursache der Nebenserien auf.

Hier hat nun Herr P. Lenard[1]) einen, wie mir scheint, sehr bemerkenswerten Gedanken geäußert. Er nimmt an, daß die einzelnen Metalle in verschiedenwertigen Zuständen existieren können, indem ein Atom 1, 2 oder mehr negative Elementarquanten abzugeben vermag, und daß die Linien der ersten, zweiten oder höheren Nebenserie von 1, 2 oder mehrwertigen Metallatomen ausgesandt werden. Von der Auffassung aus, daß die Emission der Spektrallinien an den Eintritt bestimmter Vorgänge geknüpft ist, wie wir es vorhin bezüglich der Alkalihauptlinien zeigen konnten, und wie ich es an anderer Stelle noch näher darlegen werde, bin ich nun geneigt anzunehmen, daß die Emission der Nebenserien dadurch erfolgt, daß das Metallatom von einem Wertigkeitszustand in den anderen übergeht. Nimmt man nun an, daß die verschiedenen Wertigkeitszustände durch Abgabe oder Aufnahme von negativen Elektronen ineinander übergehen, so kann man sich auch vorstellen, daß die metallische Leitfähigkeit durch solche Wertigkeitsänderungen der Metallatome vermittelt wird, wobei man zu einer Auffassung gelangt, die sich zwanglos in den Rahmen der heutigen Elektronentheorie der metallischen Leitfähigkeit einfügt.

Die Annahme, daß die Emission der Nebenserien auf solche Wertigkeitsänderungen zurückzuführen ist, führt nun zu Konsequenzen, die ihre Richtigkeit experimentell zu prüfen gestattet. Da nämlich eine größere Elektrizitätsmenge transportiert wird, wenn ein Atom aus dem einwertigen Zustand nicht in den zwei-, sondern sofort in den drei- oder höherwertigen Zustand übergeht, so sollten wir erwarten, daß bei größerer Stromdichte die höheren Nebenserien gegen die niederen an Intensität zunehmen sollten. Derartige Versuche beabsichtige ich demnächst auszuführen.

Die hier vorgetragene Ansicht über die verschiedene Entstehungsursache der Hauptserien und der Nebenserien der Alkalimetalle findet nun, worauf noch zum Schluß hingewiesen sei, eine vortreffliche Stütze in einer weiteren von Herrn Lenard[1]) gemachten Beobachtung, daß sich die Träger der Hauptserien elektrisch neutral verhalten und im elektrischen Felde nicht wandern, während die Träger der Nebenserien Wanderungserscheinungen zeigen, wie sie positiv geladenen Atomen entsprechen.

Die Emission der Spektrallinien ist, wie ja schon lange bekannt, an die chemischen Atome und Moleküle geknüpft, und das Ziel der Spektralanalyse ist es nun offenbar, die einzelnen chemischen oder physikalischen Zustandsänderungen dieser Atome und Moleküle kennen zu lernen, durch welche die Emission bestimmter Linien veranlaßt wird. Diesem Ziele glaube ich durch die Ihnen soeben gemachten Ausführungen in einigen Punkten näher gekommen zu sein. Über den eigentlichen Strahlungsmechanismus jedoch, der nun z. B. beim Zusammentreffen von Natrium und Sauerstoff die Emission der *D*-Linien oder bei der Wertigkeitsänderung des Natriumatoms die Emission der Nebenserien bewirkt, vermögen diese Untersuchungen nichts zu sagen. Hier aber vermögen andere Untersuchungsmethoden erfolgreich einzusetzen, wie wir sie ja schon in der Bestimmung des Zeeman-Effektes und des Starkschen Doppler-Effektes kennen, und durch die wir hoffen können, in den Schwingungsmechanismus der Elektronen selbst einzudringen.

1) l. c.

1) l. c.

(Eingegangen 17. September 1907.)

Diskussion.

Pringsheim (Breslau): Ich möchte nur auf den Teil der Ausführungen des Herrn Vortragenden eingehen, der sich mit der Aussendung der Hauptlinien der Alkalimetalle beschäftigt, weil ich mich vor einer Reihe von Jahren ebenfalls mit diesem Gegenstand beschäftigt habe und da zu einem Resultate gekommen bin, das im allgemeinen wohl mit dem des Vortragenden übereinstimmt, im einzelnen aber davon sehr wesentlich abweicht. Auch ich bin zu der allgemeinen Anschauung gekommen, daß es sich hier um chemische Vorgänge handelt, ich bin damals zu dem Resultat gelangt, daß die Spektra nicht durch Temperaturstrahlung veranlaßt werden, sondern durch Lumineszenz oder Reaktionsstrahlung, d. h. also, daß die Strahlung nur während der chemischen Reaktion eintritt. Ich mache aber für die Strahlung nicht eine Oxydation verantwortlich, sondern eine Reduktion, und diese Ansicht scheint mir nach dem, was ich von den neuen Versuchen bisher gelesen habe — ich habe freilich die Versuche des Herrn Vortragenden noch nicht gesehen — auch noch immer viel wahrscheinlicher als die neue Auf-

fassung. Eine Schwierigkeit haben wir hier, wenn wir die Erscheinungen auf Oxydation zurückführen wollen. Es widerspricht das der alt überlieferten und auch durch vielfache Erfahrungen gestützten Lehre, daß die Verbindungsspektra nicht Linien-, sondern Bandenspektren sind. Freilich ist der Umstand, daß eine neue Auffassung einer überlieferten Anschauung widerspricht, kein Grund, das Neue unbedingt abzulehnen, aber er muß uns doch veranlassen, das Neue kritisch zu betrachten. Und die neuen Versuche erscheinen mir noch keineswegs beweisend. Einige meiner älteren Versuche können auf diese Weise nicht erklärt werden, denn bei ihnen wird das Leuchten durch die Anwesenheit von Sauerstoff nicht verstärkt, sondern verhindert. Auch in einer Vakuumröhre, wo man den Sauerstoff jedenfalls sehr viel vollständiger ausschließen kann als wie in Flammen, erhält man trotzdem diese Spektren. Ich will die Auffassung des Vortragenden nicht für unmöglich erklären, aber ich muß doch betonen, daß es noch weiterer Untersuchungen bedarf, ehe die Frage als entschieden gelten darf.

Fredenhagen: In den Vakuumröhren hat man wenigstens bei den Alkali- und Erdalkalimetallen, die das Glas reduzieren, wohl stets Oxyde. Bei einigen Metallen, nämlich bei *Cs*, *Rb*, *K* und angenähert auch bei *Na*, läßt es sich jedoch erreichen, daß die Konzentration der Metalldämpfe groß ist gegen die Konzentration ihrer Oxyddämpfe, und meine Versuche zeigen, daß alsdann die Emission der Linien der Hauptserie zurücktritt und praktisch ausbleibt. Daß nicht die Reduktion, sondern die Oxydation die wirksame Reaktion hat, zeigt das Verhalten der Kupfersalze bei den Versuchen mit dem geteilten Bunsenbrenner. Diese werden in dem inneren Verbrennungskegel reduziert und geben dort kein Spektrum, während in dem äußeren Verbrennungskegel, wo ihre Oxydation stattfindet, auch die grüne Färbung vorhanden ist. Ich glaube nicht, daß die Versuche des Herrn Pringsheim, auf die ich wegen der Kürze der Zeit nicht eingehen konnte, mit meiner Auffassung in Widerspruch stehen. Ich habe sie seinerzeit genau nachgesehen und glaube gerade, daß sie durch meine Auffassung besser als durch die von Herrn Pringsheim erklärt werden.[1])

Pringsheim: Das letzte möchte ich von meinem Standpunkt aus entschieden leugnen. Die Art des Leuchtens, die bei der Reduktion auftritt, kann abhängen von der Art der reduzierten Verbindungen, und alle Versuche des Herrn Fredenhagen ließen sich z. B. ohne weiteres durch die Annahme erklären, daß die hier in Betracht kommenden Spektren nur bei der Reduktion der Oxyde, aber nicht bei der Reduktion anderer Verbindungen auftreten. Wo Sie Oxyde haben, haben Sie auch einen Reduktionsvorgang; und wenn wir diesen als die Ursache des Leuchtens betrachten, so ist das mit den anderen Arten des Leuchtens, auch mit dem elektrischen Leuchten, leichter in Einklang zu bringen, als wenn Sie annehmen, daß das Leuchten eine Oxydationserscheinung ist. Ich glaube eine Klärung der Anschauungen wird eintreten, wenn man die Elektronentheorie auf diese Erscheinungen anwendet. Das Leuchten entsteht doch dadurch, daß ein Aggregat aus Massenatomen und Elektronen durch irgendwelche Vorgänge, sei es elektrischer oder anderer Natur, in Schwingungen versetzt wird. Zur Entstehung eines bestimmten Spektrums ist also nötig, erstens, daß das betreffende Aggregat vorhanden ist und zweitens, daß in irgendeiner geeigneten Weise bestimmte in ihm enthaltene Elektronen in Schwingungen versetzt werden. Ich glaube nicht, daß ein so verbreiteter Vorgang wie das Leuchten des Natriums, eine so allgemein auftretende Erscheinung wie die *D*-Linie stets an einen so speziellen Vorgang wie den der Oxydation des Natriums geknüpft ist. Aber, wie gesagt, ich möchte meinen Standpunkt dahin präzisieren, daß diese schwierige Frage auch durch die Versuche des Herrn Fredenhagen noch nicht geklärt ist, sondern daß es noch sehr ausgedehnter Beobachtungen auf verschiedenen experimentellen Gebieten bedarf.

Gehrcke (Charlottenburg): Ich darf vielleicht noch einmal auf die Anodenstrahlen zurückkommen. Wir haben z. B. gefunden, daß die Strahlen von Natriumsalzanoden Atome sind, also nicht aus Natriumoxyd bestehen. Die Träger des Leuchtens bei diesen Vorgängen sind somit wohl Metallatome und nicht Oxyde irgendwelcher Art. Freilich muß man zweierlei unterscheiden, die erste Frage ist, was ist der Träger des Leuchtens, und die zweite Frage, wodurch wird das Leuchten erregt? Es kann sehr wohl sein, daß die Träger des Leuchtens Atome sind, die Erregung aber durch einen Oxydations- resp. Reduktionsvorgang stattfinden kann. Ich will indessen hiermit nicht etwa behaupten, daß die Vorgänge bei den Anodenstrahlen mit denen bei Flammen zu identifizieren sind.

Heinrich Willy Schmidt (Gießen), Über den Durchgang der β-Strahlen des Aktiniums durch Materie.[1])

Im vorigen Jahre habe ich vor dieser Ver-

1) Siehe Ann. d. Phys. **20**, 139 ff., 1906.

1) Dieser Vortrag ist in seinem ersten Teil ein Auszug aus der kürzlich (Ann. d. Phys. (4) **23**, 671, 1907) erschie-

sammlung[1]) die Ansicht vertreten, daß β-Strahlen beim Durchgang durch Materie keinen oder einen nicht nachweisbaren Geschwindigkeitsverlust erleiden. Ich hatte dieses Gesetz aus der Tatsache abgeleitet, daß für den Durchgang bestimmter β-Strahlgruppen durch Materie ein Exponentialgesetz:

$$J_d = J_0 \cdot e^{-\nu d} \tag{1}$$

gefunden war. Hier bedeutet e die Basis der natürlichen Logarithmen, d die durchstrahlte Schichtdicke, J_d und J_0 die Strahlungsintensitäten bei der Dicke d und o der durchstrahlten Materie und ν eine bestimmte Konstante, den sogenannten „Absorptionskoeffizienten". Diese Konstante ist ein Maß für die Durchdringungsfähigkeit der β-Teilchen. Die Durchdringungsfähigkeit der β-Teilchen kann bei ein und derselben Materie nur von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängen. Da nun ν — wenigstens innerhalb gewisser Grenzen — als unabhängig von d angesehen werden darf, so folgt, daß auch die Geschwindigkeit der β-Teilchen durch die durchstrahlte Materie nicht beeinflußt werden kann.

Dieser indirekte Schluß sollte durch Experimente erhärtet werden.[2]) Zunächst kam es darauf an, nachzuweisen, ob das erwähnte Exponentialgesetz (1) innerhalb sehr weiter Grenzen gilt, wenn z. B. J_d auf den 100. und 1000. Teil von J_0 gesunken ist. Versuche mit *RaE* und *Ur X* ließen erkennen, daß ν mit wachsendem d tatsächlich zunimmt. Doch muß noch offen gelassen werden, ob diese Zunahme von ν von einem Geschwindigkeitsverlust der Strahlen herrührt oder nur bei den gewählten Versuchsanordnungen durch irgendwelche Nebeneffekte vorgetäuscht wird. Versuche im Magnetfeld, die freilich nur für verhältnismäßig kleine Intensitätsverminderungen durchgeführt wurden, ließen eine Abnahme der Geschwindigkeit mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Schicht nicht erkennen.

Bei den erwähnten Versuchen machte sich stets eine Eigenschaft der β-Strahlen bemerkbar, die ich als „Streuung" bezeichnen möchte. Bringt man nämlich in ein wohldefiniertes β-Strahlenbündel eine Platte hinein, so gehen von der Vorder- und Rückseite dieser Platte nach allen Richtungen β-Strahlen aus. Von den englischen Forschern wird diese Strahlung als „Sekundärstrahlung" (secondary radiation) bezeichnet. Ich selbst möchte diese Strahlung als eine „zerstreute Primärstrahlung" ansehen; ich sehe also in den von der Platte wegfliegenden Teilchen solche Teilchen des ursprünglichen Strahlenbündels, die durch die Wechselwirkung zwischen feststehender Materie und bewegten Elektronen aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt sind.

Die Ablenkung kann für einzelne Teilchen so groß sein, daß sie direkt ihrer ursprünglichen Richtung entgegenfliegen, daß sie also durch die betreffende Platte gewissermaßen „reflektiert" werden. Wenn wir deshalb aus der hindurchgehenden und der direkten Strahlung die absorbierte Strahlungsenergie berechnen wollen, so müssen wir unbedingt die reflektierte Strahlung berücksichtigen. Und die in dem anfangs erwähnten Exponentialgesetz (1) vorkommende Konstante ν, die wir eben lediglich aus der bei verschiedenem d hindurchgehenden Strahlung ableiten, ist gar kein Maß für die absorbierte Strahlung allein, sondern ein Maß für die absorbierte und reflektierte Strahlung.

Unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen läßt sich der Vorgang des Durchgangs der β-Strahlen durch materielle Platten theoretisch verfolgen. Zunächst muß man von einer Streuung der Strahlen nach allen Seiten absehen; man muß annehmen, daß sich die β-Teilchen bloß senkrecht auf eine Platte zu- oder von ihr wegbewegen. Ferner soll in der Schicht dx von der hindurchgehenden Strahlung i die Menge $\alpha \cdot i \cdot dx$ absorbiert und die Menge $\beta \cdot i \cdot dx$ reflektiert werden. α und β sind bestimmte Konstanten, der „wahre Absorptions"- und „Reflexionskoeffizient". Die reflektierte Strahlung soll sich in bezug auf Absorption und Reflexion genau so verhalten, wie die primäre Strahlung. Man kommt dann formal zu ganz ähnlichen Bedingungen, wie sie für den Durchgang von Lichtstrahlen durch ein System gleicher paralleler Platten — etwa eine Glassäule — gelten. Bei diesem optischen Problem muß man sämtliche, an den einzelnen Oberflächen stattfindenden Reflexionen und Brechungen berücksichtigen; bei unserem elektrischen Problem haben wir darauf zu achten, daß wir es nicht mit Oberflächenreflexionen, sondern Volumreflexionen in unendlich vielen unendlich dünnen Schichten zu tun haben.

Die hier gültigen Differentialgleichungen, deren Ableitung in der erwähnten Annalenarbeit gegeben ist, lauten:

$$\frac{d}{dx} = \beta\delta^2, \tag{2}$$

$$\frac{d\delta}{dx} = -(\alpha + \beta)\,\delta + \beta \cdot \delta \cdot \varrho, \tag{3}$$

wo ϱ die reflektierte, δ die hindurchgehende Strahlungsenergie und x die durchstrahlte Schichtdicke bedeutet. Die Lösung dieser Differentialgleichungen läßt sich in der Form schreiben:

nenen Arbeit des Verfassers: „Über Reflexion und Absorption von β-Strahlen". In dem Teil über die Aktiniumstrahlung werden bisher noch nicht veröffentlichte Experimente mitgeteilt.

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 7, 764, 1906.

2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 8, 361, 1907.

$$\varrho = \frac{p(1 - e^{-2\mu x})}{1 - p^2 e^{-2\mu x}},$$

$$\delta = \frac{e^{-\mu x}}{1 - p^2 \cdot e^{-2\mu x}} \cdot (1 - p^2), \qquad (5)$$

wo die hier auftretenden Konstanten μ und p mit α und β durch die Gleichungen verbunden sind:

$$\alpha = \mu \cdot \frac{1 - p}{1 + p} \text{ und } \beta = 2\mu \cdot \frac{p}{1 - p^2}. \qquad (6)$$

Die in Gleichung (4) und (5) vorkommenden Konstanten μ und p haben deshalb besonderes Interesse, da sie experimentell leicht zu ermitteln sind. Wird $x = \infty$, so wird aus (4):

$$\varrho = p.$$

p ist also der Teil der einfallenden Strahlungsintensität, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird. — Da p stets kleiner ist als 1, kann für nicht zu kleine x in (5) $p^2 \cdot e^{-2\mu x}$ gegen 1 vernachlässigt werden. Dann wird:

$$\delta = (1 - p^2) e^{-\mu x}. \qquad (7)$$

Für nicht zu kleine x klingt also δ nach einem reinen Exponentialgesetz ab. Das ist eine längst bekannte Tatsache, die in Gleichung (1) ihren mathematischen Ausdruck gefunden hatte. μ in Gleichung (7) ist also für nicht zu kleine x mit der Konstanten ν in Gleichung (1) identisch.

Man hat μ bzw. ν, wie erwähnt wurde, bisher stets als „Absorptionskoeffizienten" bezeichnet. Da μ jedoch ein Maß für die absorbierte und reflektierte, also für die in einer bestimmten Richtung verlorene Strahlung ist, möchte ich für diese leicht zu ermittelnde Konstante die Bezeichnung „Verlustskoeffizient" vorschlagen.[1])

Die Gültigkeit der Gleichung (4) und (5) konnte experimentell bestätigt werden. Eine mit der aktiven Materie bedeckte Aluminiumplatte wurde auf das Zerstreuungsgefäß eines früher beschriebenen Blattelektrometers gelegt.[2]) Bei den Absorptionsmessungen wurde das absorbierende Material in dünnen Platten zwischen die aktivierte Seite der Aluminiumplatte und das oben offene Zerstreuungsgefäß geschoben. Die jedesmal durchgelassene Strahlung δ war dann der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens proportional. Bei den Reflexionsmessungen wurde die nach oben gewandte aktive Seite mit dem zu untersuchenden Material bedeckt und der reflektierte Teil der Strahlung aus dem Zuwachs der Zerstreuung im Elektrometer bestimmt.

Aus den mit Uran X gemachten Versuchen ging tatsächlich hervor, daß die Gleichungen (4) und (5) verhältnismäßig gut mit dem Experiment übereinstimmen. Außerdem ergaben sich merkwürdige Gesetzmäßigkeiten für die Strahlungskonstanten μ und p, bzw. α und β. Ich hielt es deshalb für gut, die Untersuchungen auf einen anderen β-Strahler, nämlich Aktinium B, auszudehnen. Über die Einzelheiten dieser Untersuchung möchte ich die folgenden Angaben machen.

Als aktive Materie wurde ca. $^1/_4$ g Gieselsches Emanium benutzt. Das bräunliche Pulver wurde mit etwas Kopallack und Chloroform zu einer breiigen Masse angerührt und in dünner Schicht mit einem Pinsel auf eine Aluminiumplatte von 0,095 mm Dicke aufgetragen. Das Aktinium bedeckte in dünner Schicht eine Kreisfläche von 8 cm Durchmesser. Da es nicht völlig fest auf der Unterlage anhaftete, wurde bei den Absorptionsmessungen die aktivierte Platte in dünne Aluminiumfolie eingewickelt. Bei Messung der reflektierten Strahlung wurde diese Folienhülle, um irgendwelche Beeinflussung durch sie zu vermeiden, nicht benutzt.

Bei den Reflexions- und Absorptionsmessungen wurden genau dieselben Metallplatten untersucht, wie bei den Versuchen mit Uran X.

Bei den meisten Metallen begnügte ich mich mit der Bestimmung der maximalen Strahlungsenergie p. Von jedem Metall sind zwei Beobachtungsreihen aufgenommen, die im Maximalfall um höchstens 1 Proz. (der einfallenden Strahlungsenergie) von einem gemeinsamen Mittelwert abweichen. Bei Blei und Zinn, die in sehr dünnen gleichmäßigen Blättchen zur Verfügung standen, wurde die Abhängigkeit der reflektierten Strahlung von der Filterdicke untersucht. Die Resultate sind in Fig. 1 vereinigt. Wir ersehen daraus, daß ge-

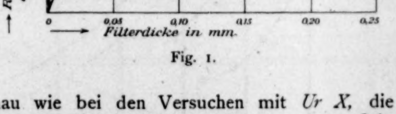


Fig. 1.

nau wie bei den Versuchen mit *Ur X*, die experimentell gefundenen Kurven der reflektierten Strahlung schneller ansteigen als die theoretischen.

Um den Einfluß der Aluminiumplatte, die

1) Noch besser wäre es vielleicht für $\frac{1}{\mu}$ die Bezeichnung „Durchdringungsfähigkeit" zu gebrauchen.

2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 6, 561, 1905.

als Unterlage für die aktive Materie dient, zu untersuchen, wurden noch weitere Aluminiumplatten zwischen Zerstreuungsgefäß und aktive Platte geschoben und die jeweils reflektierte Strahlung ermittelt. Die Resultate gehen aus Fig. 2 hervor. Man sieht daraus, daß die von

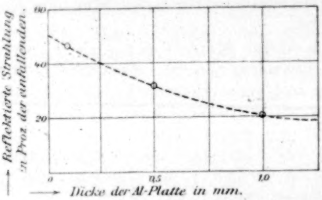


Fig. 2.

einer dicken Zinnplatte reflektierte Strahlung mit zunehmender Dicke des durchstrahlten Aluminiums scheinbar abnimmt. Auch das hatten wir bei den Uranstrahlen gefunden, und wir hatten damals betont, daß nach der Theorie eine scheinbare Zunahme der reflektierten Strahlung folgen müßte. Der Unterschied zwischen Theorie und Experiment kann gerade so wie bei den in Fig. 1 beschriebenen Versuchen bedingt sein durch die Nichtberücksichtigung der Streuung in dem theoretischen Ansatz oder dadurch, daß die Durchdringungsfähigkeit der β-Teilchen etwas mit dem durchlaufenen Weg der Teilchen abnimmt. Die reflektierten Teilchen müssen nämlich im Durchschnitt einen größeren Weg zurücklegen als die direkt hindurchgehenden und deshalb einen größeren Geschwindigkeitsverlust erleiden.

Bei den Messungen der durchgehenden Strahlung stand bei den meisten der untersuchten Metalle eine genügende Anzahl von hinreichend dünnen Folien bzw. Blechen zur Verfügung. Nur die Kobalt- und Wismutplatten waren zu dick, um aus den gefundenen Zahlen direkt den Verlustskoeffizienten μ bestimmen zu können. Doch ließ sich aus Vergleich mit Eisen und Blei, die sich in bezug auf Absorption und Reflexion ganz ähnlich wie die genannten Metalle verhalten, feststellen, daß die Aktiniumstrahlen Kobalt etwas schwerer als Eisen, und Wismut etwas leichter als Blei durchdringen.

Die Resultate sind in Fig. 3 zusammen-

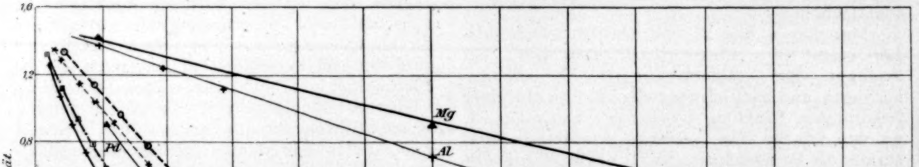


Fig. 3.

gestellt.[1]) Wir ersehen daraus, daß für einige Metalle, die in genügend dünnen Platten untersucht werden konnten, eine anfängliche Abweichung vom Exponentialgesetz für kleine Filterdicken statthat. Freilich kommt diese Abweichung kaum zur Geltung, da sich neben den weichen β-Strahlen sehr bald eine härtere Strahlung bemerkbar macht. Die Berechnung des μ aus den gefundenen Zahlen oder den gezeichneten Kurven ist deshalb nicht mit übermäßig großer Genauigkeit durchzuführen.[2])

Die Natur der härteren Strahlung des Aktiniums konnte vorläufig nicht näher untersucht werden. Nur das wurde festgestellt, daß sie aus mehreren Strahlengruppen mit verschiedenem Durchdringungsvermögen bestehen muß. Das ist besonders aus Fig. 4 zu ersehen, in der das Durchdringungsvermögen für ziemlich dicke Filter untersucht ist. Als Strahler wurden hier $^3/_4$ g Aktinium benutzt, die in einem Eisenkästchen von ca. 0,5 mm Wandstärke eingeschlossen waren. Dieses Kästchen und das Zerstreuungsgefäß hatten bei den mitgeteilten Beobachtungssätzen eine feste Lage zueinander; sämtliche Werte sind also miteinander vergleichbar.

Aus Fig. 3 und 4 ist zu ersehen, daß sich die gefundenen Kurven teilweise schneiden. In Fig. 4 läuft z. B. die Bleikurve bis zu ca. 1,5 mm Filterdicke (+ 0,5 mm Eisenblech) über den Kurven der anderen Metalle, bei größeren Filterdicken darunter. Das läßt sich durch zwei Annahmen erklären: entweder ist für das Blei eine bestimmte Strahlengruppe weniger, eine andere Strahlengruppe mehr durchdringend, als für die sonst untersuchten Metalle, oder es werden durch die Strahlen bestimmte Sekundärstrahlen ausgelöst, deren Intensität vielleicht von dem Atomgewicht der durchsetzten Metalle abhängig ist. Dafür spricht, daß sich bei einer Filterdicke von ca. 0,5 mm (+ 0,5 mm Eisenblech) die Strahlungsintensitäten in derselben Reihenfolge ordnen, wie die Atomgewichte der Metalle (*Pb* 206, *Sn* 118, *Zn* 65,3, *Ni* 58,7). Für größere Filterdicken nimmt die Intensität der durchgelassenen Strahlung mit zunehmender Dichte der durchsetzten Metalle ab (*Zn* 7,19, *Sn* 7,30, *Ni* 8,90, *Pb* 11,4). Für die Absorption der bei sehr dicken Filtern hindurchgehenden Strahlung würde dann wieder die Dichte des durchsetzten Metalles maßgebend sein.

In der jetzt folgenden Tabelle sind die aus den Versuchen bestimmten Konstanten μ und p und die daraus mit Hilfe von Gleichung (6) berechneten Konstanten α und β vereinigt.

1) Die Kurven für *Mg*, *Al*, *Zn*, *Sn*, *Ni*, *Pd* und *Pb* in Fig. 3 sind direkt miteinander zu vergleichen. Für die übrigen Metalle ist statt log J der um (log 10) = 1 verminderte log J eingetragen.

2) Um die Formel (5) experimentell zu prüfen, ist *Ac B* auch deshalb wenig geeignet, weil bei ihm mit abnehmender Filterdicke bald das große Durchdringungsvermögen seiner α-Strahlen stört.

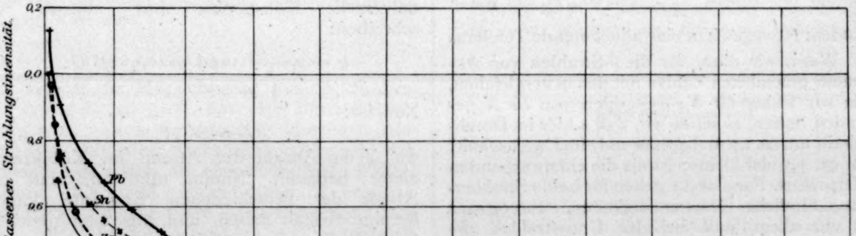


Fig. 4.

Tabelle.

Durchgang von Aktinium-β-Strahlen durch Materie.

A Atomgewicht, D Dichte, μ „Verlustskoeffizient", p maximale reflektierte Strahlung, α „wahrer Absorptionskoeffizient", β „Reflexionskoeffizient".

	A	D	μ in cm^{-1}	$100\,p$	α in cm^{-1}	β in cm^{-1}	$\frac{\alpha}{D}$	$\frac{\beta}{D}$	$\frac{\alpha}{D}\cdot\sqrt[3]{A}$	$\frac{100\,\beta}{A.D}$
Mg	24,3	1,74	22,0	20,4	14,5	9,4	8,34	5,40	24,0	22,2
Al	27,0	2,65	30,6	21,8	19,7	13,9	7,42	5,25	22,3	19,5
Fe	56,0	7,80	98,5	33,4	49,2	74,1	6,31	9,51	24,1	17,0
Ni	58,7	8,90	114	34,3	55,7	89,0	6,26	10,0	24,4	17,0
Co	59,3	8,5	105	34,2	51,5	81,4	6,06	9,59	23,6	16,2
Cu	63,4	8,93	112	35,2	53,6	90,0	6,01	10,07	24,0	15,9
Zn	65,3	7,19	94,5	36,6	43,8	79,6	6,10	11,1	24,7	17,0
Pd	106	11,9	168	45,8	62,5	195	5,25	16,3	24,8	15,4
Ag	108	10,5	150	46,9	54,2	180	5,17	17,2	24,6	15,8
Sn	118	7,3	106	47,0	38,2	129	5,23	17,7	25,7	15,0
Pt	195	21,5	316	57,6	85	546	3,95	25,4	22,9	13,0
Au	197	19,3	298	58,3	78,5	526	4,06	27,2	23,7	13,8
Pb	206	11,4	172	58,3	45,3	304	3,97	26,7	23,5	13,0
Bi	208	9,8	156	60,0	39,0	293	3,98	29,9	23,5	14,4

Wir ersehen aus dieser Tabelle, in der die Metalle nach steigendem Atomgewicht geordnet sind, daß p i. A. mit wachsendem Atomgewichte zunimmt.[1]) Eine gleiche, freilich nicht sehr regelmäßige Zunahme gilt für $\frac{\mu}{D}$ (in der Tabelle nicht ausgewertet). $\frac{\alpha}{D}$ nimmt i. A. mit steigendem Atomgewicht ab, $\frac{\beta}{D}$ zu. Die Größen $\frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A}$ schwanken um einen Mittelwert 24,0 herum, die Größen $\frac{100\,\beta}{AD}$ zeigen i. A. mit wachsendem Atomgewicht eine abnehmende Tendenz.

Wenn wir diese für die β-Strahlen von Aktinium gefundenen Zahlen mit denen vergleichen, die wir früher für die β-Strahlen von *Ur X* gefunden hatten, so sehen wir, daß μ hier im Durchschnitt um ca. 1,7 mal größer und p im Durchschnitt um ca. 1,2 mal kleiner ist als die entsprechenden Werte dort. Für α und β gelten für beide Strahlenarten ähnliche Gesetzmäßigkeiten. Interessant ist vor allem, daß bei den Uranstrahlen die Größen $\frac{\alpha}{D}\cdot\sqrt[3]{A}$ um den Mittelwert 11,2 und $\frac{100\,\beta}{AD}$ um den Mittelwert 12,4 herumschwanken. Da es nun nicht ausgeschlossen ist, daß bei den Aktiniumstrahlen die Abnahme von $\frac{\beta}{AD}$ mit steigendem Atomgewicht durch prinzipielle Fehler in der Bestimmung von p bedingt ist[1]), so haben wir vielleicht in den Größen $\frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A}$ und $\frac{\beta}{A\cdot D}$ universelle für eine bestimmte β-Strahlenart geltende Konstanten vor uns. Entschieden darf man aber das behaupten, daß für den Durchgang der β-Strahlen durch Materie im wesentlichen nur die Geschwindigkeit der β-Teilchen und die Dichte und das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz maßgebend ist.

Falls $\frac{\alpha}{D}\cdot\sqrt[3]{A}=c_1$ und $\frac{\beta}{A\cdot D}=c_2$ wirklich universelle Konstanten sind, können wir schreiben:

$$\alpha = c_1\,\frac{D}{\sqrt[3]{A}} \quad \text{und} \quad \beta = c_2\cdot A\cdot D. \tag{8}$$

Nun ist:

$$D \sim N\cdot A,$$

wo N die Anzahl der Atome im Kubikzentimeter bedeutet. Nimmt man an, daß die Atome der verschiedenen Elemente kugelförmige Gestalt haben, und aus dem gleichen Grundstoffe aufgebaut sind, so ist:

$$A \sim {}^4\!/_3\,\pi r^3,$$

wo r den Radius des kugelförmigen Atoms bedeutet. Führt man diese Werte in die Gleichung (8) ein, so wird:

$$\alpha = c_1{}'\,N\cdot\pi r^2 \quad \text{und} \quad \beta = c_2{}'\,A\cdot N\cdot {}^4\!/_3\,\pi r^3,$$

wo $c_1{}'$ und $c_2{}'$ ebenfalls universelle Konstanten bedeuten. α ist also proportional der „Quer-

1) Eine sehr schwach angedeutete Ausnahmestellung, die innerhalb der Beobachtungsfehler liegt, zeigt *Ni*. Bei Uranstrahlen ist diese Ausnahmestellung viel ausgeprägter. Sie ist deshalb von Interesse, weil *Ni* für den Durchgang von Röntgenstrahlen durch Materie ein ähnliches Verhalten zeigt.

1) Aus Fig. 2 ist ersichtlich, daß p infolge der Wirkung der Aluminiumplatte zu klein bestimmt wird. Wenn nun jedes p in der Tabelle mit dem gleichen Faktor multipliziert wird, so wird der Quotient $(1-p^2)$ in Gleichung (6) nur dann wesentlich kleiner werden, wenn p groß ist. Es wird β also nur bei großem p größer werden, dagegen bei kleinem p so gut wie unverändert bleiben.

schnittssumme" aller Atome.[1]) Das erscheint sehr plausibel. Denn die Anzahl der aufgehaltenen Teilchen, d. h. die absorbierte Menge, wird proportional sein der Gesamtfläche $N \cdot \pi r^2$, die sich ihnen beim Durchgang durch Materie entgegenstellt. Die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten β von den Konstanten eines Atoms ist vielleicht so zu erklären, daß die reflektierte Strahlung proportional ist einmal der anziehenden Masse eines Atoms, d. h. A, und ferner dem ganzen von den Atomen eingenommenen Raum, d. h. $N \cdot {}^4/_3 \pi r^3$.

1) Vgl. O. E. Meyer, Die kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl., Kap. X. Breslau 1899.

(Eingegangen 16. September 1907.)

Max Toepler (Dresden), Über gleitende Entladung.

„Gleiten" von Entladung war schon lange als Kuriosum bekannt (z. B. auf Metallpulvern, Ruß, Gips, Wasseroberflächen, bei hohen Spannungen auch auf Isolatoren). Neuerdings ist dies Phänomen auch technisch wichtig geworden, bei der Frage der Isolierung hochgespannter Leitungen gegen Kurzschlüsse. Obgleich zahlreiche einzelne Beobachtungen vorlagen (Antolik, Spieß, Righi, Skinner und Wurts, Obermayer) fehlten systematische umfassendere Messungen. Diese wurden vor einiger Zeit von mir in Angriff genommen. Nachstehend sei ein Überblick über die bisher erhaltenen Resultate gegeben, unter Vorzeigen einiger Versuche.

Versuchsanordnung.

Das Gebiet der Möglichkeiten von Gleitfunkenerzeugung ist so groß, daß eine Beschränkung nötig war. Nach Orientierung über den Einfluß der Art der Elektrizitätszufuhr zu den Polen[1]) ergab sich als einfachster Fall: Plötzliches Anlegen konstanter Potentialdifferenz an die Pole (derart erzeugte habe ich „Gleitfunken erster Art" genannt). Dieser Fall wurde dann allein weiter untersucht.

Figur 1 gibt schematisch die meist benutzte Versuchsanordnung.

M = vielplattige Influenzmaschine.

F = Hauptfunkenstrecke (zugleich Meßmittel für die Spannung an den Gleitfunkenpolen p_1 und p_2).

C_1 C_2 = zwei gleiche Batterien.

W = großer Wasserwiderstand (stets > 3 Mill. Ohm).

p_1 p_2 die Pole, welche bei Funkenausbruch in F plötzlich für einige Zeit konstante Spannung erhalten.

1) M. Toepler, Wied. Ann. 66, 1061, 1898.

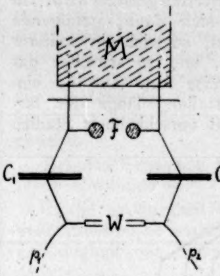


Fig. 1.

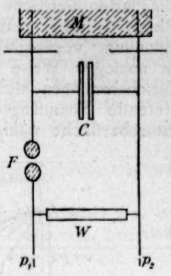


Fig. 2.

In Fig. 2 ist eine andere Anordnung gegeben, welche dann benutzt wurde, wenn große Kapazität erforderlich war (hier hat man bei gleicher Flaschenzahl die vierfache Kapazität).

Außer der angegebenen wurde dann noch folgende Einschränkung eingeführt. Da es sich zeigte, daß, wo Polarität in Frage kam, positive und negative Gleitfunken im wesentlichen nur quantitativ verschiedenes gaben, so wurden nur positive eingehender untersucht.

Versuchsergebnisse.

Gruppe I. Gleitfunken auf der blanken Oberfläche von Isolatoren (Glas, Glimmer usw.).

a) Platten mit schmalen Belagstreifen (z. B. Stanniol) auf Rückseite (vgl. Fig. 3).

Ist die an p_1 p_2 plötzlich angelegte Spannung P klein, so wird um den Pol p_1 ein beschränk-

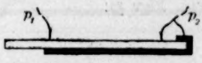


Fig. 3.

tes ovales Gebiet durch zahllose Leuchtfäden, die geradlinig, radial direkt von p_1 durch die Luft gehen, geladen. Überschreitet P einen bestimmten, von der Plattendicke abhängenden Wert, so bricht aus dem Oval in Richtung des Streifens gleitende Entladung hervor. Der Prozeß dieser gleitenden Entladung ist folgendermaßen zu denken: An der Oberfläche herrscht überall eine p_1 abgewandte Feldkomponente. Es entstehen auch jetzt zunächst die p_1 umgebenden Leuchtfäden, ein ovales Gebiet um p_1 bedeckend; aus diesem Ovale schießt dann aber einen von den vorgebildeten Leuchtfäden des Ovales als Strömungsbahn benutzend ein Büschel heraus; der benutzte Leuchtfaden wird zum Stiele dieses Büschels und das Büschel endet seinerseits wieder in zahlreichen Leuchtfäden, durch welche

die Plattenoberfläche weiterhin geladen wird. An dieses Büschel setzt sich dann, genügende Spannung vorausgesetzt, sogleich ein weiteres in analoger Weise an, und so schreitet das Büschelwachsen stoßweise fort. Die so eintretende Spannungsverteilung längs der Isolatoroberfläche während verschiedener Stadien

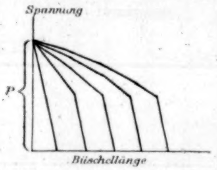


Fig. 4.

des Wachsens dürfte etwa die in Fig. 4 dargestellte sein. Schließlich entsteht entweder, wenn das wachsende Büschel den zweiten Pol p_2 (oder bei anderer Versuchsanordnung event. ein Büschel entgegengesetzten Vorzeichens) erreicht, ein Kurzschluß zwischen p_1 und p_2, d. h. ein laut knallender Funken. Oder aber die Gesamtspannung P reicht schon vorher nicht mehr hin, um unter Deckung des Gefälleverbrauchs längs des Hauptstieles noch einen weiteren Durchbruch durch das letzte Büschel zu erzwingen. Die größte Büschel- oder Funkenlänge wurde nun für zahlreiche Versuchsverhältnisse gemessen.[1]) Sie gehorcht, entsprechend den geschilderten verschiedenartigen Prozessen, zwei verschiedenen Gesetzen für die Abhängigkeit dieser Länge von der Spannung (vgl. Fig. 5):

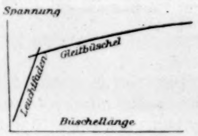


Fig. 5.

1. Büschel (besser Leuchtfäden) nur direkt durch Luft; Länge nahe proportional der Spannung, unabhängig von der Plattendicke.

2. Büschel gleitend; Länge proportional P^4 (bis P^5), abnehmend mit der vergrößerten Plattendicke.

Beide sind fast unabhängig von Material, von Oberflächenrauhung, Bestäubung, Feuchtigkeit, beide Prozesse erfolgen also in der Luft.

1) M. Toepler, Ann. d. Phys. **21**, 193, 1906; 23, 867, 1907.

Bemerkenswerte Beobachtungseinzelheiten:

a) Das Gesetz Länge proportional P^4 ist bestätigt für Glimmerplatten von 1 : 140 mm Dicke bis zu Glasplatten von 8 mm Stärke.

b) Mit nur 8 KV sind auf Platten passender Dicke bis zu 16 cm Gleitfunken beobachtet, was wegen event. Kurzschlußgefahr für die Technik beachtlich ist.

c) Die Wachstumsgeschwindigkeit (aus Schallwelle durch Schlierenbeobachtung geschlossen) für gleitende Büschel wurde bis zu 10^7 cm/Sekunde festgestellt.

Durch Kombination der Messung von Wachstumsgeschwindigkeit mit der Messung der Büscheldimensionen während des Büschelwachstums wurde folgendes wichtige Grundgesetz gefunden:

Der Widerstand (definiert als Gefälle/Stromstärke) des Büschelstieles ist während des Büschelwachsens umgekehrt proportional der durch den Stiel geflossenen gesamten Elektrizitätsmenge.

Dieses Gesetz dürfte auch allgemein für Büschelstiele im Raume und Funkenkanäle von kurzer Existenzdauer gelten.

b) Gleitfunken auf innen belegten Glasrohren.[1])

Hier sind die Verhältnisse insofern wesentlich vereinfacht, als die Breite der jeweils geladenen Fläche konstant ist (nicht der Selbstregulierung beim Wachstumsprozesse überlassen bleibt wie auf Platten); im übrigen ergibt sich sonst qualitativ das gleiche wie auf Platten. Also auch hier wieder:

1. Büschel direkt, Länge proportional Spannung, fast unabhängig von Rohrstärke.

2. Dann gleitend, Länge hier proportional etwa P^3.

Bemerkenswerte Beobachtungseinzelheiten:

a) Die gleitende Entladung folgt gebogenen Rohren als Leitlinien, z. B. mehreren Windungen einer Spirale.

b) Auffallend lange Funken sind hier leicht herstellbar (mit 50 KV wurden bis 2 m lange Gleitfunken auf passenden Rohren erhalten).

Auf Rohren wurde als wichtiges allgemeines Gesetz gefunden:

Die Gleitfunkenlänge ist bei gleicher angelegter Spannung auf verschiedenen Rohren proportional der Kapazität der Rohrlängeneinheit.

Dies Gesetz ist, wie weiter nachgewiesen wurde, der spezielle Ausdruck des allgemeineren auch für Gleitfunken auf Platten gültigen:

Die Gleitfunkenlänge ist (extrem breite Büschel ausgeschlossen) proportional der mittleren Kapazität der Bahnlängeneinheit (letztere gleich Kapazität der Oberflächeneinheit mal selbstregulierter Büschelbreite).

c) Weitere Fälle (elektrische Rose).

An die behandelten schließen sich noch weitere wichtige Fälle eng an.

1) M. Toepler, Abh. der naturw. Gesellschaft Isis Dresden 1907.

Stehen beide Pole p_1 und p_2 frei auf der Oberseite der Platte (oder eines Rohres), deren Rückseite einen unter den Polen hinlaufenden isolierten Belagstreifen trägt (d. h. also ist Potentialanordnung symmetrisch), so bildet sich von jedem Pole aus ein Büschel. Die Länge dieser Büschel ist ebenso groß, als wäre bei unsymmetrischer Polanordnung (oben Fall a) die halbe Potentialdifferenz angelegt.

Ferner lassen sich für die Größenverhältnisse (Radien) der sog. elektrischen Rose auf Platten leicht Beziehungen zu den behandelten Fällen angeben, ebenso für die Breite der sog. Sprühzone um die Belege von Leydener Flaschen, eine Größe, die ja bei der Telegraphie ohne Draht (Resonanz von Flaschenschwingungen) eine gewisse technische Rolle spielt.

Trotz des umfangreichen, vorangehend kurz zusammengefaßten Beobachtungs- und Messungsmaterials fehlt doch noch vieles. —

Experimentell fehlen Messungen bei verschiedenen Drucken, bei verschiedener Temperatur (orientierende Versuche ergaben Zunahme der Länge mit der Temperatur, etwas langsamer als proportional), in verschiedenen Gasen (orientierende Versuche ergaben cet. par. in Wasserstoff wesentlich längere, in feuchter Luft und Wasserdampf dagegen wesentlich kleinere Gleitfunkenlängen als in gewöhnlicher Luft).

Theoretisch fehlt vor allem die Ableitung der gefundenen Gesetze für die größte erreichbare Gleitfunkenlänge aus dem Elementargesetz für den Widerstand unter Zuhilfenahme der Gesetze der Molisierung.

Schließlich fehlt auch noch alles Material für Wechselstrom mit verschiedenen Wechselzahlen; hierher gehörige Messungen wären von hohem technischen Interesse.

Gemeinsam und charakteristisch für die vorangehend besprochene erste Gruppe ist eine bestimmte wesentliche Kapazität der Bahn bei unwesentlich kleiner Leitfähigkeit derselben.

Gruppe II. Gleitfunken auf Halbleiteroberflächen (Wasser, wäßrige Lösungen, Schiefer, Basalt usw.).

Auch hier wieder beschränken sich meine Messungen auf Gleitfunken erster Art, d. h. plötzliche Anlegung konstanter Potentialdifferenz. Die Versuchsanordnung war also wieder die von Fig. 1 oder von Fig. 2. Als einfachster Fall wurde bisher im wesentlichen nur die Gleitbüschelbildung in einem schmalen (1 cm breiten) Troge untersucht (vgl. Fig. 6).

Zwischen zwei durch Holzklötze in gewünschtem Abstande (meist 1 cm) gehaltenen

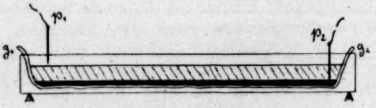


Fig. 6.

Spiegelglasstreifen (teils 10 cm breit, 120 cm lang, 0,6 cm stark, teils 15 cm breit, 200 cm lang, 0,6 cm stark) wird ein starker Gummischlauch g_1 g_2 gepreßt. Derselbe ist derart verlegt (an den Enden nach oben gebogen), daß ein Trog entsteht, in welchem zunächst eine etwa 1 cm hohe Quecksilberschicht gegossen wird und dann der Halbleiter (Kochsalzlösung von gewünschter Konzentration). Die Schichttiefe für letzteren konnte leicht variiert werden und wurde 1 bis 8 cm groß gewählt.

Bei den Versuchen traten mehrere erschwerende Umstände auf:

1. die große Zahl der Variablen; um die wesentlichsten zu nennen: Trogbreite, Trogtiefe, Leitfähigkeit der Flüssigkeit, angelegte Spannung;

2. daß die Flüssigkeitsoberflächengebiete durch die gleitenden Büschel leitender gemacht werden (sehr merklich bei Lösungen geringer Leitfähigkeit); es entsteht hier offenbar oberflächlich eine Lösung einer Stickstoffverbindung aus der Luft;

3. daß schon bei relativ kleiner Leitfähigkeit die abfließende Elektrizitätsmenge während der Büschelbildung so groß ist, daß zum Konstanthalten der Spannung ungeheuer große Kapazität der Batterien erforderlich ist. Fig. 7 zeigt als Beispiel die Abhängigkeit der Gleitbüschellänge von der Konzentration bei verschiedener Spannung, aber konstanter Kapazität (60000 cm) bei einer Flüssigkeitstiefe von 6 cm (Trogbreite 1 cm).

Wie man sieht, sind hier zwei Fälle unterscheidbar:

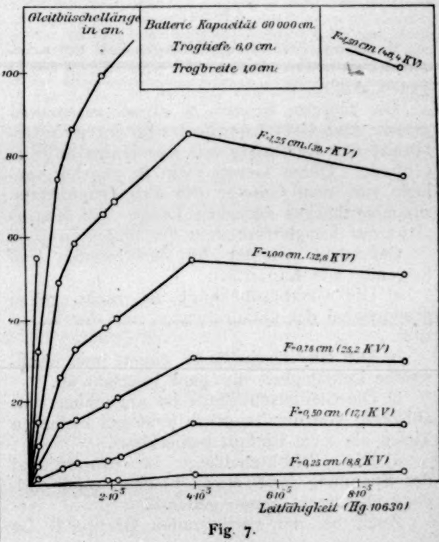


Fig. 7.

Genügende Kapazität (Fig. 7 links): Spannung ist während der vollen Ausbildung des Büschels nahezu konstant;

ungenügende Kapazität (Fig. 7 rechts): Spannung sinkt während des Wachstumsprozesses wesentlich.

Es wurden gefunden:

Gesetze für den ersten Fall (genügende Kapazität):

a) Die Gleitbüschellänge ist unabhängig von der Kapazität.

b) Die Gleitbüschellänge ist proportional der Leitfähigkeit.

c) Die Gleitbüschellänge ist umgekehrt proportional der Trogtiefe (vergl. Fig. 8).

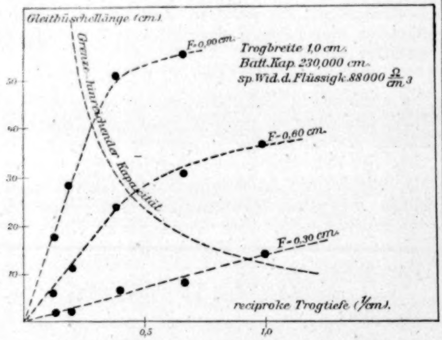


Fig. 8.

d) Die Gleitbüschellänge ist proportional dem Quadrate der Spannung (recht genau erfüllt).

Die Gesetze b und c sagen zusammengefaßt: Die Gleitbüschellänge ist proportional der Leitfähigkeit der Bahnlängeneinheit. Dieses Gesetz steht in engster Analogie mit dem Gesetze des Proportionalitätszusammenhanges zwischen Länge und Kapazität der Längeneinheit in der ersten Gruppe.

Gefundene Gesetze für den zweiten Fall (ungenügende Kapazität):

a) Die Gleitbüschellänge ist recht genau proportional der Quadratwurzel aus der Kapazität.

b) Die Gleitbüschellänge nimmt mit wachsender Leitfähigkeit nur ganz langsam ab.

c) Die Gleitbüschellänge ist angenähert unabhängig von der Trogtiefe (erst bei kleineren Tiefen als 1 cm Einfluß bemerkbar).

d) Die Gleitbüschellänge ist proportional der Spannung (erst etwas rascher wachsend, dann aber recht genau geltend).

Auch bei der vorliegenden Gruppe II ist aus dem behandelten einfachsten Falle leicht auf andere zu schließen. Von Bedeutung sind hier vor allem folgende beiden Fälle: beide Pole stehen auf einer ausgedehnten Halbleiterplatte (Wasser, Schiefer, Basalt, feuchter Holzfußboden usw.) verschiedener Dicke, deren Rückseite in einem Falle metallisch leitend (belegt), im zweiten unbelegt ist. Letzterer Fall ist wegen der Häufigkeit seines Vorkommens für Beurteilung von Kurzschlußgefahr besonders wichtig.

Bemerkt sei, daß auch hier ganz erhebliche Gleitfunkenlängen sich bilden. Z. B. erhielt ich auf einer 2 cm starken trockenen Schieferplatte (vom spez. Widerstande 190000 Ω/cm^3, $Hg = 1/1{,}06 \cdot 10^4$) bei nur 50 Kilovolt (also nur ca. 35 KV effektiv) bis 50 cm lange Gleitfunken, woraus folgt, daß unter Umständen mit 200 KV effektiv auf Schiefer oder auch auf feuchtem Gestein und auch auf der Oberfläche von feuchtem angesäuerten Holze Kurzschlüsse bis auf etwa 18 m zu befürchten sind.

Nicht nur für das Gleiten von Blitzen auf Gesteinen gewinnt man durch die angestellten Messungen ein tieferes Verständnis. Bei der Blitzbildung in der Atmosphäre fällt jedem aufmerksamen Beobachter fernstehender Gewitter auf, daß die Blitze vielfach auf der Unterseite der Wolken oder überhaupt auf weite Strecken hin auf Wolkenoberflächen „hinzugleiten" scheinen. Es dürfte nach allem in dieser Beobachtung auch ein tatsächlicher Kern stecken. Zum vollen Verständnisse ist hier zunächst auf noch unveröffentlichte ausführliche Messungen von Herrn Dipl.-Ing. Weicker hinzuweisen, welche gezeigt haben, daß das Büschelwachstum in feuchter Luft oder gar Nebel viel schwerer erfolgt als in trockner. Die Wolke (Nebel) bildet also ein Gebiet mit erhöhter Leitfähigkeit, aber erschwerter Büschelbildung, an sie grenzt ein schlechter leitendes Gebiet mit relativ erleichterter Büschelbildung; wir haben also an der Grenze von Wolken ganz ähnliche Bedingungen wie an der Oberfläche von Halbleitern.

Auch bei der zweiten Gruppe bleibt noch vieles zu tun. Vor allem würde hier der Fall noch eingehender zu untersuchen sein, daß Kapazität und Leitfähigkeit der Bahnlängeneinheit beide in wesentlicher Weise koexistieren.[1])

Gruppe III. Über Beziehungen zwischen der Büschelbildung im Raume und gleitender Entladung.

Auch jede weithin gehende Büschelentladung in homogenem Raume, d. h. auch die Bildung sehr langer Funken oder das Wachsen von Blitzen in wolkenlosen Gebieten muß schließlich Ähnlichkeiten mit Gleitphänomenen zeigen; auch hier werden ja, wie bekannt[2]), beim

1) Die Kapazität muß sich z. B. bei geringen Schichttiefen merklich machen. Das hier beobachtete Auftreten auffallend hoher Gleitbüschellängen im Grenzgebiete zwischen hinreichender und ungenügender Batteriekapazität hängt nach allem hiermit zusammen.

2) Vgl. die Beobachtungen von Herrn B. Walter. Ann. d. Phys. 10, 393, 1903.

Weiterwachsen schon vorgebildete Entladungskanäle benutzt.

Betrachten wir vom angedeuteten Gesichtspunkte aus einmal die Erscheinungen, wie sie bei großer Schlagweite zwischen Spitze und Platte, z. B. mit Hilfe des Transformators in Hermsdorf (bis 200 KV effektiv, über 300 KV maximal) für allmähliche Steigerung der Spannung zu beobachten sind. Nach Überschreiten der Anfangsspannung (*AS*) erscheint Glimmen

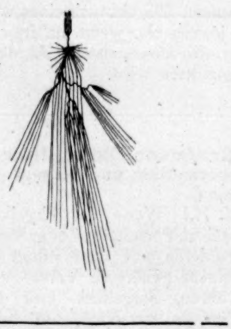


Fig. 9.

an der Spitze, nach Überschreiten der Glimmgrenzspannung (*GS*) tritt plötzlich ein kurzer (etwa 5 cm langer) Büschel auf. Dieser wächst bei Spannungssteigerung nur ganz langsam (!) bis zu etwa 12 cm Länge, plötzlich brechen dann (bei der Büschelgrenzspannung *BS*) aus ihm zahlreiche, bis zu 30 cm lange, fast parallele Lichtfäden heraus. Wird jetzt die Spannung auch nur noch sehr wenig erhöht, so schlagen aus der Spitze in das offenbar durch die Lichtfäden ionisierte Bereich bis zu 15 cm lange knatternde halbe Funken, welche je in lange (von etwa 25 cm Länge) Lichtpinsel, bestehend wieder aus zahllosen Lichtfäden, enden (vergl. Fig. 9). Bei geringster, noch weiterer Spannungsvermehrung wächst die Lichterscheinung jetzt rapid und sehr bald schlagen Funken von Elektrode zu Elektrode (Funkenspannung *FS*). —

Im Bereiche der Spannung zwischen *BS* und *FS* hat die Entladung ganz den Charakter des „Gleitens" auf Platten angenommen, einzelne Lichtbüschel präparieren, ionisieren den Raum für die nachfolgende Funkenbildung. In Fig. 10 sind analog wie in Fig. 5 für Gleiten auf Platten geschehen war, als Ordinaten die Spannungen, als Abszissen die Abstände, bis zu welchen die leuchtende Entladung jeweils vordringt, eingetragen; der starke Kurvenzug *AS*, *GS*, *BS*, *FS* gilt für etwa 60 cm Elektrodenabstand, der dünn gestrichelte *BS'*, *FS'* für 40 cm Elektrodenabstand.[1]) Jeder einzelne Kurvenzug mit seinen beiden Stücken *GS*, *BS* und *BS*, *FS* ähnelt dem analog bei Büscheln auf Isolatoren erhaltenen.[2])

Soweit man auf den bei Elektrodenabständen

1) Messungen hierzu verdanke ich der Güte von Herrn Dipl.-Ing. W. Weicker in Hermsdorf.

2) Ein wesentlicher Unterschied beider Phänomene besteht darin, daß die Lage des Kurvenstückes *BS*, *FS* vom Elektrodenabstande abhängt, bei Gleitbüscheln auf Isolatoren nicht. Dieser Unterschied ist aber voll durch eine prinzipielle Verschiedenheit beider Versuchsanordnungen erklärt. Bei der Versuchsanordnung auf Isolatoren hängt die Feldverteilung um den Pol p_1 gar nicht ab von der Lage des Poles p_2. Die zum Ausbruch gleitender Entladung erforderliche Feldverteilung um p_1 wird also auf der gleichen Platte immer bei der gleichen Spannung zwischen den Polen p_1 p_2 eintreten. Anders bei räumlicher Entladung zwischen Spitze und Platte. Damit hier an der für Ausbruch des Gleitphänomens charakteristischen Raumstelle (*BS* in Fig. 10), dem Kopfe des zunächst allein vorhandenen kurzen Büschels, angenähert die gleiche Feldverteilung herrscht, muß die gesamte Spannungsdifferenz zwischen den Polen (Spitze und Platte) mit dem vergrößerten Abstande auch entsprechend größer gemacht werden.

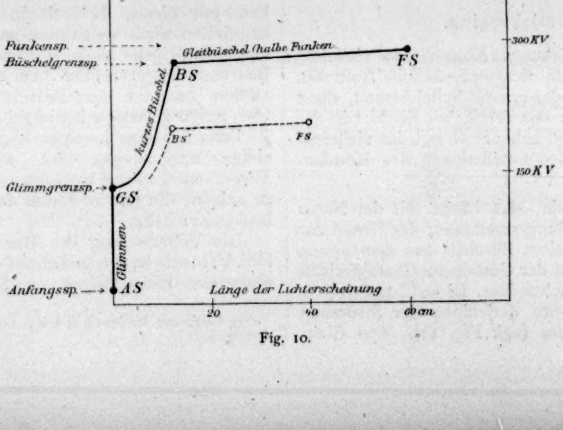


Fig. 10.

bis über 65 cm nur sehr kleinen Unterschied der Werte *BS* und *FS* kein Gewicht legt, kann man sagen, daß die so oft gemessene Funkenspannung *FS* eigentlich nichts anderes ist, als die zur Auslösung gleitender Raumentladung nötige Spannung. Diese Auslösung erfolgt im Raume vor der Spitze am Kopfe des kurzen Büschels und zwar nahe bei einem ganz bestimmten Gefälle dortselbst (etwa 5000 Volt/cm); daher wird die Funkenspannung bei dieser Elektrodenanordnung, wie bekannt, nahe proportional dem Elektrodenabstande.

Ist der Gleitprozeß einmal ausgelöst, so bedarf er dann (nach Analogie mit den übrigen Gleiterscheinungen zu schließen) nicht einmal, wie dies bei der vorangehend behandelten Spezialanordnung der Fall ist, ein konstantes Gefälle zum Weiterwachsen; der Prozeß kann jedenfalls auch in Gebiete mit abnehmendem Gefälle weit hineinwachsen, indem der Büschelkopf ein genügendes Gefälle automatisch mit sich vorschiebt.

Es gehören nach dem Gesagten also auch alle sehr langen Entladungen in homogenen Gasräumen (nicht nur an Wolkenoberflächen oder dgl.) zur Gruppe der Gleitentladungen. Quantitative Angaben hierzu lassen sich aus dem vorliegend nur kurz zusammengestellten Materiale über Gleitbüschelbildung leicht inter- und extrapolieren, sobald man bestimmte Annahmen über die Aufnahmefähigkeit für Elektrizität der Raumbahneinheit (analog der Kapazität und Leitfähigkeit an Isolatoren- und Halbleiteroberflächen) macht. Zu völlig fehlerhaften Resultaten muß es dagegen führen, wenn man die Gesetze der direkten Entladung über kurze Luftstrecken auf irgendwelche Gleitphänomene anwendet, also speziell auch, wie dies bisher immer geschehen ist, auf das größte Gleitphänomen, die Blitzbildung.

(Eingegangen 17. September 1907.)

Diskussion.

Braun (Straßburg): Können Sie vielleicht eine Erklärung für dieses allmähliche Auftreten geben, daß erst das erste Büschel kommt, dann das zweite, dann das dritte, wie Sie hier in der Projektion gezeigt haben? Hängt das vielleicht zusammen mit den Oszillationen des Kondensators?

Toepler: Nein, das hängt mit der Natur der Büschelentladung zusammen; der Grund zur Bildung des zweiten Büschels aus dem ersten liegt vermutlich in der Gestalt der Charakteristik des einzelnen Leuchtfadens. Diese Charakteristik jedes Fadens dürfte derjenigen der Strömung aus Spitzen ähneln (vgl. Fig. 11). Das Gleit-

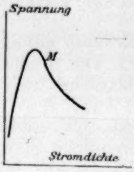


Fig. 11.

phänomen (Durchbruch eines weiteren Büschels) tritt jeweils ein, wenn auf irgendeinem Leuchtfaden die Maximalstelle *M* der Charakteristik überschritten wird.

W. Kaufmann (Bonn), Neue Hilfsmittel für Laboratorium und Hörsaal (mit Demonstrationen).

M. H.! Wenn der Physiker einen neuen Versuch zu Forschungs- oder Vorlesungszwecken ausprobieren will, dann pflegt er sich zunächst mit einem gehörigen Vorrat von Korkstopfen, Glasröhren, Siegellack und einigen Bunsenstativen zu versehen, um mit diesen recht schätzbaren Materialien einen Apparat zusammenzubauen, der meistens gerade dann zerbricht, wenn der neue Versuch gehen soll.

Es bedeutet einen sehr großen Fortschritt in der stets wiederkehrenden Improvisiertätigkeit des Physikers, daß Herr W. Volkmann in Berlin seit einigen Jahren sich damit beschäftigt, gewisse stets wiederkehrende Bestandteile physikalischer Anordnungen derart zu konstruieren, daß sie in beliebiger Weise miteinander kombiniert und vertauscht werden können. Die nach Volkmanns Angaben hergestellten Apparate kommen unter dem bezeichnenden Namen „Physikalischer Baukasten" in den Handel.[1])

Ich glaube, daß jeder, der einmal längere Zeit mit diesen Hilfsmitteln gearbeitet hat, empfinden wird, welch enormen Fortschritt sie dem bisherigen allein in Frage kommenden Bunsenstativ gegenüber bedeuten. Zur Information lasse ich eine Broschüre Volkmanns und einige Kataloge herumgehen.

Zweck meines heutigen Vortrags ist, Ihnen einige Ergänzungen und, wie ich glaube, Verbesserungen der Volkmannschen Apparate zu zeigen, die ich im Laufe des letzten Jahres konstruiert habe.

Die Verbesserung des Bunsenstativs durch Hrn. V. beruht hauptsächlich auf der Verwendung gezogener Eisenstangen an Stelle des bis-

1) Fabrikant: G. Beck & Co., Berlin NO., Georgenkirchstr. 64.

herigen meist unrunden und rauhen Walzeisens. Dies in Verbindung mit präzise gefrästen Muffen erlaubt eine viel glattere und genauere Einstellung der am Stativ befestigten Teile.

Bei Verwendung zum Zusammenbau komplizierterer Vorrichtungen jedoch schien mir die Volkmannsche Muffe nicht kompendiös genug, und so gelangte ich zu der Konstruktion der für mittelschwere Gegenstände völlig ausreichenden äußerst kleinen Universalmuffe, die Sie hier sehen (Fig. 1).

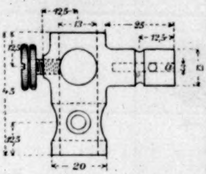


Fig. 1.

Vorher jedoch noch ein Wort über das Stativ selbst. Die Technik liefert uns jetzt zu sehr geringem Preise vorzüglich bearbeitete Materialien, wie Sie sie hier in den ganz präzise mit einem Durchmesser von 13 mm gezogenen Stäben und Röhren verschiedenster Wandstärke sehen.[1]) Für die Stativstangen benutze ich Eisenröhren, die mit Messing überzogen und vernickelt sind; sie kosten nur 90 Pfg. pro Meter. Die Röhren werden in den Stativfuß (Fig. 2, a) in senk- oder wagerechter Richtung eingesteckt. Ein Vorrat von Röhren verschiedener Länge erlaubt dem Stativ jedesmal die gerade gewünschte Höhe zu geben, und wenn die längsten Röhren nicht ausreichen, so kann mit Hilfe der Universalmuffe oder dieser Parallelmuffe (Fig. 3, c) leicht eine Verlängerung (Fig. 2, b) bewirkt werden. Diese verstellbare Verlängerung kann, mit einem aufgeschraubten Tischchen versehen, so manchen ungeschickten Aufbau mit Klötzen, Kisten usw. ersetzen.

Die Universalmuffe kann nun entweder als einfache Kreuzmuffe benutzt werden (Fig. 2c) oder aber es können zwei zu einer Drehmuffe vereinigt werden (Fig. 2d). Ein auf die Stativstange aufgesetzter Stellring (Fig. 2e) bewirkt die Möglichkeit einer beliebigen Drehung des an der Muffe befestigten Apparates um die senkrechte Achse. Außerdem kann aber auch die ganze Stange mit sämtlichen daran befindlichen Apparaten im Fuß gedreht werden.

Mit Hilfe des Stellringes kann man vorher genau abgemessene Höhenänderungen vornehmen, ohne daß beim Lösen der Muffenschraube die daran befindlichen Teile in unliebsames Wackeln geraten wie beim Bunsenstativ. Die Parallelmuffe besitzt noch eine dritte Bohrung (Fig. 3, c), so daß sie als Doppelkreuzmuffe verwandt werden kann. Weitere Verwendungen folgen später.

Als Klemmen können in Verbindung mit diesen Muffen zunächst die gewöhnlichen Bunsenklemmen verwandt werden, wenn man nur ihren Stiel durch ein Stück Präzisionsrohr ersetzt. Außerdem kann man aber auch die von Volkmann konstruierten Klemmen benutzen oder endlich eine Klemme ganz neuer Art, die ich Ihnen hiermit zeige (Fig. 3).

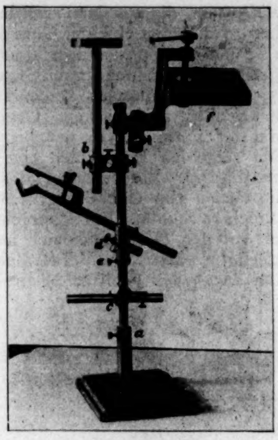


Fig. 2.

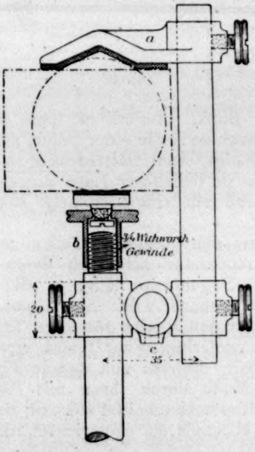


Fig. 3.

1) Fabrikant: M. Cochius, Berlin S., Alexandrinenstr. 35.

Diese Klemme, die aus der Parallelmuffe (c), zwei Röhren, von denen eine mit Gewindenippel versehen ist und zwei Spezialteilen (a) und (b) zusammengesetzt ist, klemmt runde Gegenstände bis zu 5,5 cm Durchmesser genau zentrisch. Sie klemmt aber auch eckige Gegenstände verschiedenster Form bis zu beliebiger Höhe.

Endlich zeige ich Ihnen hier eine Tischklammer (Fig. 4). Sie gestattet das gleichzeitige Einstecken von einem wagerechten und zwei senkrechten Stäben. Ein senkrechter Stab kann auch vor der Tischkante nach unten gerichtet befestigt werden. Eine Verwendung sehen Sie hier an der später noch zu besprechenden

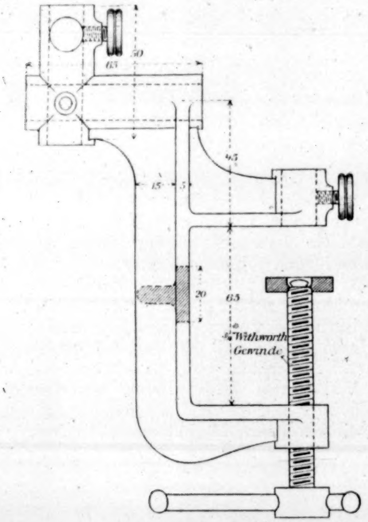


Fig. 4.

optischen Bank. Außerdem kann aber die Klammer auch an Stelle einer Muffe, am Bunsenstativ befestigt, zum Einklemmen ganzer Apparate in beliebiger Lage dienen, wie in Fig. 2 durch ein eingeklemmtes Brett angedeutet.

Von aus den gezeigten Teilen zusammengebauten Apparaten zeige ich Ihnen hier zunächst eine Bogenlampe (Fig. 5), die ich jetzt auseinander nehmen will. Sie sehen, daß die Lampe außer den bereits gezeigten Teilen noch diese Mikrometerbewegung[1]) und eine Isoliermuffe enthält, die sich von der in Fig. 1 dargestellten Muffe durch ihren mit Hartgummi isolierten Stiel unterscheidet (Fig. 6); das Mikrometer ist ebenfalls so eingerichtet, daß es in

1) In ähnlicher Form schon von Volkmann konstruiert.

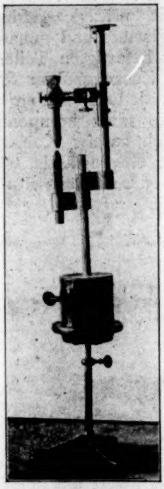


Fig. 5.

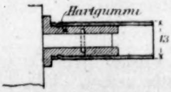


Fig. 6.

die Bohrungen der Muffen usw. hineinpaßt. Ich benutze jetzt das Mikrometer zur Herstellung einer verstellbaren Funkenstrecke (Fig. 7).

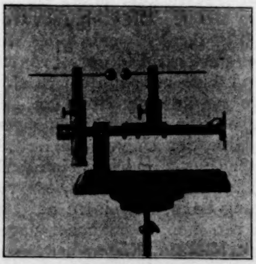


Fig. 7.

Endlich sehen Sie hier eine optische Bank (Fig. 8) mit Glühlampe, Linse und Schirm. Die Bank besteht einfach aus zwei Röhren und zwei Parallelmuffen. Um verschiebbare Teile an beliebiger Stelle in die Bank einfügen und wegnehmen zu können, dient als Halter die oben beschriebene Universalmuffe, die, wie in Fig. 8a und Fig. 9 dargestellt, mit einem Gleitstück und einem Stellring versehen worden ist. Das Verschieben wird erleichtert, wenn man den Schwerpunkt durch ein unten am Stiel des eingesteckten Apparates angebrachtes Volkmannsches Schiebegewicht (Fig. 8b) nach unten verlegt.

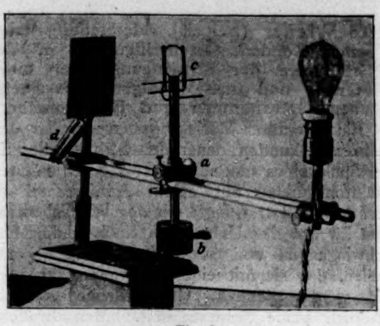


Fig. 8.

Zum Halten von Linsen dient dieser höchst einfache Linsenhalter (Fig. 8c), der Linsen von 15 bis etwa 70 mm Durchmesser faßt.

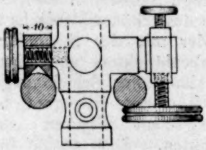


Fig. 9.

Dieser Bunsenbrenner (Fig. 10) mit seitlich angebrachtem Klemmstab für Platinösen und ähnliches ist ebenfalls in höchst einfacher Art mittels eines senkrechten Stiels von 13 mm Dicke adaptiert, so daß er sich überall, z. B. an der optischen Bank, anbringen läßt.

Fig. 10.

Fig. 11.

Das vielfach lästige Herumhängen elektrischer Leitungen wird leicht vermieden durch Verwendung dieser kleinen Isolierknöpfe (Fig. 11), die sich ohne weiteres an den Stangen und Röhren anstecken lassen. Ähnlichen Zwecken dienen übrigens auch nach Volkmanns Vorgang die bekannten federnden Holzklammern, die sehr häufig das unsaubere Klebwachs ersetzen können (Fig. 8d).

Noch einige Kleinigkeiten zum Schluß. Sie sehen hier den Volkmannschen Klemmstab. In ganz ähnlicher Weise ist auch der seitliche Stiel der Kreuzmuffe ausgebildet (Fig. 1, a), so daß er zum Halten kleinerer Gegenstände, wie Drahthaken u. dgl. dienen kann.

Ein Wort noch über die Herstellung:

Wesentlich für die Verwendbarkeit ist genaueste Ausführung der Bohrungen, so daß die Löcher genau senkrecht aufeinander stehen. Der gleiche Durchmesser sämtlicher Löcher wird mittels einer Präzisionsreibahle hergestellt. Von Schraubengewinden kommen nur drei Größen vor: das 5 mm und 3,5 mm Löwenherzgewinde und nach Volkmanns Vorgang das $^3/_4''$ Withwortgewinde, das auch für photographische Stative, Gasbrenner und Glühlampenfassungen in allgemeiner Anwendung.

Zur vollen Ausnutzung des Vorteils, den nach wenigen bestimmten Normalmaßen gearbeitete und dadurch vertauschbare Apparatteile bieten, gehört nun allerdings, daß man sich entschließt, bei allen Neubestellungen irgendwelcher Apparate diese Normalmaße für die Stangen, Röhren usw. vorzuschreiben. Es ist ein leichtes, an jedem Apparate, der für Zusammenstellungen mit anderen event. in Betracht kommt (und das sind namentlich fast alle optischen Apparatteile), irgendwo einen Gewindenippel oder einen Rohrstutzen oder eine $3/4''$-Mutter anzubringen, wodurch die Verbindung mit den oben beschriebenen Teilen hergestellt werden kann. Einer konsequenten weiteren Durchbildung derartiger Konstruktionen steht noch ein weiter Spielraum offen. Nur wäre noch folgendes nötig: 1. eine allgemeine Übereinkunft über die zu wählenden Normalmaße; 2. eine Stelle, wo all die kleinen technischen Erfahrungen und Kunstgriffe, die sich jetzt meistens nur durch mündliche Tradition in den Instituten fortpflanzen und damit für die Allgemeinheit verloren sind, veröffentlicht werden können. Der Briefkasten der Physikalischen Zeitschrift oder etwa eine besondere Rubrik unter dem Namen „Physikalische Technik" scheint mir der geeignete Platz für derartige kleine Mitteilungen.[1])

(Eingegangen 19. September 1907).

Diskussion.

Wiener (Leipzig): Herr Kaufmann hat das Herz des Institutsdirektors ganz außerordentlich erfreut. Ich möchte ihn bitten, seine Verbes-

1) Anm. d. Red. Die Redaktion der Phys. Zeitschr. folgt dieser Aufforderung mit Vergnügen und richtet hiermit zugleich an alle Fachgenossen die Bitte, durch Einsendung von Beiträgen diese Rubrik zu einer ständigen Einrichtung auszugestalten zu helfen.

serungen auch noch auszudehnen auf den Fuß des Stativs. Das ist auch so ein Schmerzenskind. Der gewöhnliche Fuß wackelt immer. Man kann wohl ein Gewicht darauf stellen, das ist aber doch unbequem. Vielleicht sollte man ihn der Kreisform annähern und durch drei Punkte stützen.

v. Lang (Wien) pflichtet diesen Bemerkungen vollkommen bei und glaubt, daß auch in betreff des Fußes die chemischen Vorbilder zu verbessern seien.

Kaufmann: Hier sehen Sie den Stativfuß, den Volkmann angegeben hat. Das ist das bekannte Dreibein. Ich bin davon abgekommen, weil er bei schweren Gewichten umfällt. Volkmann gibt an, man solle durch Gegengewichte eine stärkere Stabilität erreichen; dann wird er aber noch schwerer und schlägt, wenn er einmal umfällt, alles Nebenstehende entzwei. Ich bin dadurch wieder zu dem viereckigen Fuß gekommen.

Wiener: Wenn Sie vielleicht das Prinzip des Gewichtes mit dem der drei Stützpunkte vereinigten, so glaube ich, würde das das Richtige sein.

Lecher (Prag): Ähnliche Stative und Klemmvorrichtungen, wie die hier gezeigten, werden im Laboratorium des Herrn Hofrat v. Lang seit vielen Jahren verwendet; Herr v. Lang hat es vielleicht nicht erwähnt, weil er hier Vorsitzender ist. Die Frage der Wackligkeit der Stative ist dadurch gelöst, daß die Dreifüße sehr schwer gemacht sind. Die Stative sind sowohl zum Angriff wie zur Verteidigung gleich geeignet (Heiterkeit).

v. Lang bemerkt im Gegensatze zu dem eben Gesagten, daß er noch lange nicht so weit in die Klemme gekommen sei wie der Vortragende (Heiterkeit).

Timpe (Berlin): Sind die Verbesserungen, welche Herr Kaufmann angebracht hat, schon von einer bestimmten Firma geliefert und von welcher?

Kaufmann: Nein, bisher sind sie nur von unserm Bonner Institutsmechaniker nach meinen Angaben ausgeführt. Die Einrichtungen sind aber so einfach, daß sie wohl von jedem Mechaniker mit einer einfachen Drehbank gemacht werden können. Ich will übrigens mit der Firma Georg Beck & Co. in Berlin wegen der Anfertigung in Verbindung treten.[1])

1) Anmerkung bei der Korrektur: Zur Anfertigung der beschriebenen Gegenstände haben sich bis jetzt bereit erklärt: E. Günther, Mechaniker des Physik. Instituts der Universität Bonn. G. Beck & Co., Berlin NO.

Otto Wiener (Leipzig), Herstellung langsamer Kondensatorschwingungen in der Größenlage der Schwingungsdauer einer Sekunde und ihre Verfolgung mit geeignetem Galvanometer und Elektrometer.[1])

Ein bekannter Vorlesungsversuch, der den mehrere Sekunden dauernden Stromanstieg in der Spule eines magnetisch kurz geschlossenen Elektromagneten mit einem Ampermeter zu verfolgen gestattet, legte mir den Wunsch nahe, zum Zwecke des Unterrichts auch elektrische Schwingungen von so großer Dauer herzustellen, daß sie mit einem Galvanometer verfolgt werden können. Grundsätzlich hat das natürlich keine Schwierigkeit. Man braucht nur ausreichend große Kapazitäten und Selbstinduktionen zu verwenden. Es ist nur die Frage, ob sich das mit den üblichen Laboratoriumsmitteln leicht erreichen läßt. Ein Du-Boisscher Elektromagnet hatte dazu freilich eine zu geringe Selbstinduktion. Aber ich erinnerte mich des schönen Versuchs von Walter König[2]), der mit der Sekundärspule eines großen Funkeninduktors und einer Leydener Flasche so langsame Schwingungen erzielte, daß sie auf einem bewegten Isolator mit Lichtenbergschen Figuren nachgewiesen werden konnten. Der 50 cm-Induktor des Leipziger Instituts ergab so mit einer größeren Leydener Flasche von etwa 0,002 Mikrofarad rund 45 Schwingungen in der Sekunde. Es war also nur erforderlich eine etwa 2000 mal so große Kapazität zu benutzen um Schwingungen in der Größenlage einer Sekunde zu erhalten. Der Induktor selbst erwies sich zu diesem Zwecke allerdings wenig geeignet, die Schwingungen waren bei größeren Dauern aperiodisch und kamen erst bei etwa 0,6 Sek. Dauer stark gedämpft zum Vorschein. Das war begreiflich bei der in Anbetracht des ungeschlossenen magnetischen Kreises im Verhältnis zum Widerstand zu geringen Selbstinduktion. Dagegen führte die Sekundärspule eines Öltransformators für 30000 Volt Sekundärspannung und etwa 4,5 Kilowatt Leistung besser zum Ziel. Später benutzte ich mit noch größerem Vorteil einen von Koch & Sterzel-Dresden besonders zu diesem Zweck hergestellten Transformatorkern von ziemlich kleinen Abmessungen[3]) mit nur einer Bewicklung (in zwei Abteilungen) von 175 Ohm Widerstand.

Beim Versuch wurde der Kondensator mit der Transformatorspule zu einem Schwingungskreis geschlossen und eine Spannung von 110

1) Gegenüber dem Vortrag mit kleinen Änderungen und mit Zusätzen versehen.

2) Walter König, Über Methoden zur Untersuchung langsamer elektrischer Schwingungen, Wied. Ann. **67**, 535, 1899.

3) Er hatte ohne Klemmansätze 41 cm Höhe, 37 cm Breite und 26 cm Tiefe.

bis herab zu etwa 0,5 Volt doppelpolig an den Kondensator zu- und abgeschaltet.

Als Galvanometer diente zunächst ein Edelmannscher kleiner Oszillograph[1]) von etwa $^1/_{50}$ Sek. Schwingungsdauer. Sein Spiegel gestattet einen weithin sichtbaren Lichtzeiger auf eine Skala zu werfen.

Ersetzt man zunächst die Transformatorspule durch einen selbstinduktionsfreien Widerstand gleicher Größe, so geht der Lichtzeiger beim Zu- und Abschalten der Spannung ohne bemerkbaren Zeitverlust in die Endlagen über. Höchstens wird dabei das Spaltbild für kurze Zeit ausgezogen infolge der durch den Stromstoß angeregten raschen Eigenschwingungen des Oszillographen. Doch fällt die Mitte des verbreiterten Spaltbildes sofort mit der Mitte des zur Ruhe gekommenen zusammen. Ersetzt man aber jetzt den selbstinduktionsfreien Widerstand wieder durch die Transformatorspule, so vergehen mehrere Sekunden, bis der Lichtzeiger seine endgültige Lage angenommen hat — die Folge der großen Selbstinduktion. Schaltet man die angelegte Spannung ab, so geht der Lichtzeiger rascher zur Nullstellung zurück, macht aber dort nicht Halt, sondern pendelt darüber hinaus und führt mehrere deutlich erkennbare langsame, wenn auch stark gedämpfte Schwingungen aus.

Die Dauer der ganzen Schwingung betrug bei 31 Mikrofarad[2]) mit der Sekundärspule des Transformators bis über zwei Sekunden, mit der einfachen Transformatorspule von Koch & Sterzel bei vierfacher Kapazität bis über eine Sekunde.

Konstant ist diese Dauer begreiflicherweise nicht bei nicht ganz geringen Stromstärken. Denn die mit der Stromstärke sich ändernde Permeabilität bedingt eine mit ihr veränderliche Selbstinduktion. Diese Verhältnisse übersieht man schon beim Stromanstieg nach angelegter Spannung. Der Lichtzeiger bewegt sich dabei anfangs rasch, dann so langsam, als ob er stehen bleiben wollte, nachher wieder rascher. Der langsamste Stromanstieg zeigt den stärksten Anstieg der Permeabilität an.[3]) Bei den Entladungsschwingungen tritt die Asymmetrie des Stroman- und -abstiegs deutlich hervor, und offenbart so die Hysterese des Transformatoreisens.

Um den Schwingungsvorgang noch deutlicher zu veranschaulichen, schien die Beobachtung der Spannungsschwankungen zwischen den Kondensatorbelegen erwünscht. Da ich über ein Spiegelelektrometer von ausreichend kurzer Schwingungsdauer nicht verfügte, so ließ ich in der Institutswerkstätte ein solches konstruieren. Es wurde dazu einfach die Konstruktionsweise des Oszillographen übernommen. Zwei 0,4 mm voneinander abstehende isolierte Fäden aus Phosphorbronze von 0,02 mm Dicke, die an die zu messende Spannung anzulegen sind, trugen in der Mitte ein Spiegelchen von etwa 3 mm Durchmesser[1]) und befanden sich in dem elektrischen Felde zwischen zwei etwa 3 mm voneinander abstehenden Platten, deren Ebenen mit der Fadenebene bei der Ruhelage parallel waren und an die bis zu 2000 Volt Spannung angelegt wurden. Die eine dieser Platten bestand aus einem Drahtnetz, damit das Licht der Projektionslampe durch dessen Zwischenräume zum Spiegelchen gelangen konnte. Es ist mir nicht bekannt, daß diese Konstruktionsart schon für ein Elektrometer benutzt worden wäre, sie wird sich aber sicher auch für andere elektrometrische Zwecke mit Vorteil benutzen lassen.[2])

Mit Hilfe dieses Elektrometers kann man auf dieselbe Skala über den Stromzeiger einen Spannungszeiger werfen. Auch er führt bei Einleitung der Entladung Schwingungen aus. Dabei ist es lehrreich zu beobachten, daß im Augenblicke, wo der Stromzeiger durch Null hindurchgeht, der Spannungszeiger maximal ausschlägt und annähernd — aber wegen der Dämpfung der Schwingungen nicht genau — auch umgekehrt der Stromzeiger maximal ausschlägt, wenn der Spannungszeiger auf Null steht.[3]) Man kann also anschaulich übersehen, wie die elektrische Energie zwischen statischer und dynamischer (elektromagnetischer) hin und her pendelt.

Lehrreich ist ferner zu sehen, wie der zweite Elektrometerausschlag ein Mehrfaches des Anfangsausschlags betragen kann, bei meinen Versuchen zum Teil über das Vierfache.

1) In der Edelmannschen Liste angeführt als Oszillograph nach Prof. Franz Wittmann-Wien. Ebenso geeignet wäre jedenfalls, abgesehen von den teuren Oszillographen, der einfache Oszillograph von Wehnelt, Ber. d. Deutschen physikal. Gesellsch. 1903, S. 178.

2) Es wurden Ruhmersche Kondensatoren benutzt.

3) Zur Vermeidung eines denkbaren Einwandes gegen die Auffassung dieses Versuchs bemerke ich, daß beim Laden keine Schwingungen eintreten, weil der durch selbstinduktionsfreien Widerstand an die äußere Spannung gelegte Kondensator diese merkbar sofort annimmt — in Übereinstimmung mit dem Verhalten eines angelegten Elektrometers. Der obige Versuch gelingt aber ohne Kondensator wegen des remanenten Magnetismus jeweils nur das erstemal. Der angelegte Kondensator läßt jedoch das Eisen wegen der abklingenden Schwingungen entmagnetisiert zurück und so den Anstiegversuch immer von neuem gelingen.

1) Der Spiegelbelag muß in der Mitte auf schmalem Strich beseitigt werden, soll die Empfindlichkeit des Instruments nicht ganz gering bleiben.

2) Die Angaben für die Ausführung im einzelnen rühren von dem Mechaniker des Instituts, Herrn Universitätsmechaniker Donner, her.

3) In dieser Form wurde der Versuch den Mitgliedern der physikalischen Abteilung der Naturforscherversammlung gezeigt, die am 21. September das Leipziger physikalische Institut besuchten.

Es rührt das davon her, daß beim Beginn des Versuchs nicht bloß elektrostatische Energie im Kondensator, sondern auch magnetische in der Transformatorspule aufgehäuft ist, die beim Umladen des Kondensators sich gleichfalls in elektrostatische verwandelt. Das Verhältnis der anfänglichen magnetischen zur elektrostatischen Energie und auch damit das Verhältnis der beiden ersten Elektrometerausschläge kann man verändern, da man beim Einleiten der Schwingungen nicht den zur angelegten Spannung und dem Widerstand der Spule gehörigen Maximalstrom abzuwarten braucht.

Als für den vorliegenden Zweck geeignete Instrumente kommen auch die Fadengalvanometer und -elektrometer in Betracht. Ich hatte schon früher ein Einthovensches Fadengalvanometer in Gestalt der von Edelmann konstruierten kleinsten Type benutzt[1]), aber nur für subjektive Beobachtung, da der Platinfaden zur Projektion etwas dünn war. Neuerdings stand mir auch ein Instrument mit dickerem Goldfaden zur Verfügung, dessen Faden sich sehr deutlich projizieren läßt und mit dem ich erst nach Abschluß der Naturforscherversammlung arbeitete. Das Instrument, dessen Eigenschwingungszahl noch höher liegt als bei dem Oszillographen, hat vor allem den Vorteil der größeren Empfindlichkeit, so daß man mit einer viel geringeren Stromstärke arbeiten kann. Diese kann dann so weit heruntergesetzt werden, daß man nahezu konstante Schwingungsdauern erhält, daß somit die Veränderlichkeit der Permeabilität keine Rolle mehr spielt. Zugleich verschwindet auch der Einfluß der Hysterese auf die Dämpfung. Es ist nämlich das aus Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität berechnete logarithmische Dekrement bei stärkeren Strömen stets bedeutend kleiner als das beobachtete. Hysterese und Wirbelströme bilden in zunächst unbekanntem Verhältnis den Hauptanteil an der Energieverzehrung. Sowie aber nur so schwache Ströme benutzt werden, daß die Schwingungsdauer konstant wird, stimmt auch das aus jenen drei Größen berechnete logarithmische Dekrement ziemlich gut mit dem beobachteten überein.[2])

Bei so schwachen Strömen nimmt freilich die Selbstinduktion der Spule einen sehr kleinen Wert an. Um die Schwingungsdauer nicht zu klein werden zu lassen, muß man also die Kapazität entsprechend vergrößern. Man benutzt dann mit Vorteil Aluminiumzellen z. B. Grissonkondensatoren. Ein jeder wies bei einem Versuch eine Kapazität von über 300 Mikrofarad auf. Sie haben nur den Nachteil, daß sie mit der Zeit Strom durchlassen und dadurch die Dämpfung der Schwingung vergrößern. Sorgt man aber dafür, daß der Kondensator bis kurz vor dem Versuch an eine Spannung von 110 Volt angelegt bleibt und gleich nachher wieder darangelegt wird, so isoliert er merklich vollständig und behält auch die Kapazität genügend bei.

Ein solcher Aluminiumkondensator ist auch viel billiger als ein Papier- oder Glimmerkondensator gleicher Kapazität und stellt zusammen mit der Transformatorspule und einem Edelmannschen Oszillographen oder kleinen Fadengalvanometer eine für die Versuche genügende, nicht schwer zu beschaffende Instrumentenzusammenstellung dar.

Ich habe zuletzt noch versucht, die Potentialschwankungen an den Polenden des Kondensators noch etwas besser zur Anschauung zu bringen. Das oben besprochene Oszillographenelektrometer war zwar bei Spannungen in der Nähe von 10 Volt[1]) recht gut brauchbar, aber bei geringeren Spannungen mußte es zur Erzielung genügender Ausschläge so empfindlich gestellt werden, daß es auch gegen Erschütterungen zu empfindlich wurde. Bei Spannungen von etwa $^1/_2$ Volt, die zur Erzielung konstanter Schwingungsdauern erforderlich waren, genügte seine Empfindlichkeit nicht mehr. Auch mit dem mir zur Verfügung stehenden Fadenelektrometer von Cremer-Edelmann[2]) erhielt ich dabei keine befriedigenden Ergebnisse. Dagegen ließ sich das Fadengalvanometer Einthoven-Edelmann durch Vorschaltung von 200000 Ohm als Elektrometer, bzw. Voltmeter verwenden, ohne daß die dadurch bedingte Dämpfung störte. Die gleichzeitige Beobachtung von Strom und Spannung konnte mit Hilfe solcher zweien Fadengalvanometer wesentlich besser geschehen, als mit den Oszillographen.

Mit ihrer Hilfe konnte auch ein Versuch mit senkrecht zueinander schwingenden Fäden ausgeführt werden. Herr Prof. Braun hatte beim Betrachten des Oszillographenversuchs den Wunsch ausgesprochen, den Versuch mit gekreuzter Spiegelanordnung zu sehen; doch würde diese in Anbetracht der Kleinheit der Spiegel, wenn überhaupt, nur mit sehr verwickelter Projektionsanordnung zu verwirklichen sein. Dagegen läßt sich leicht das eine Fadengalvanometer um 90° drehen, so daß der eine Faden in vertikaler, der andere in horizontaler Richtung schwingt. Beim Einsetzen des Schwingungsvorgangs fällt es allerdings

1) M. Edelmann jun., diese Zeitschr. **7**, 115, 1906.
2) Zahlenangaben siehe weiter unten.

1) Der Ausschlag betrug für 10 Volt auf der etwa 7 m abstehenden Skala 2,5 cm. Dabei waren an den Polen 2000 Volt angelegt.
2) Max Cremer, Über das Saitenelektrometer und seine Anwendung in der Elektrophysiologie. Münchener medizinische Wochenschrift 1907.

schwer, die Bewegung des Schnittpunktes der beiden Fäden zu verfolgen, sie scheinen vielmehr übereinander wegzugleiten. Indes gewinnt man beim Abklingen der Schwingungen den Eindruck, als ob ein Fadenkreuz sich bewege. Es nähert sich der Ruhelage, wie zu erwarten, in einer Spirale an.

Zuletzt noch einige Zahlenangaben. Die Transformatorspule von Koch & Sterzel lieferte bei 31 Mikrofarad eine Vollschwingung von 0,432 Sekunden Dauer, bei der vierfachen Kapazität eine Halbschwingung von 0,427 Sekunden Dauer, also zwei mit der Theorie innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Werte. Die Schwingungsdauern waren mit einem Fueßschen Chronographen bestimmt worden, in dessen Papierband nebeneinander Sekundenmarken und durch Tasterkontakt hergestellte Beobachtungsmarken gestochen wurden.

Die Dämpfung dieser Schwingungen war so gering, daß von den rascheren 24 ganze, von den langsameren 24 halbe Schwingungen auf dem Schirm im Abstand von etwa 7 m noch verfolgt werden konnten.

Die aus den Schwingungsdauern berechneten Selbstinduktionskoeffizienten der genannten Spule von Koch & Sterzel wurde bei mittleren Stromstärken von 0,016 Amp. gleich 735 Henry, bei den erst neuerdings benutzten Stromstärken von 0,001 Amp. gleich 126 Henry gefunden.

Die geringe Abweichung der Dauer der einzelnen Schwingungen voneinander, die man bei so schwachen Strömen erhält, ergibt sich aus den folgenden 4 Werten für aufeinander folgende Halbschwingungen: 0,99, 0,96, 0,89, 0,92 sec. Die Unterschiede fallen nahezu innerhalb der Fehlergrenzen.

Die Dämpfungsverhältnisse konnten infolge der geringen Konstanz der Empfindlichkeit der Fadengalvanometer nur mit geringer Genauigkeit bestimmt werden. Trotzdem ergab sich mit der eben genannten Spule und zwei mit 124 Mikrofarad parallel geschalten Grissonkondensatoren bei einer Vollschwingung von 1,93 Sekunden Dauer ein auf die Halbschwingung bezogenes natürliches Dekrement nach der Beobachtung gleich 0,6 gegenüber einem berechneten von 0,7, entsprechend einem beobachteten und berechneten Dämpfungsverhältnis von 1,8 und 2,1. Dabei rührten etwa 10 Proz. des Dekrementes von dem Stromverlust in dem mit 200000 Ohm Vorschaltwiderstand benutzten Fadenvoltmeter her.

Die beschriebene Versuchsanordnung dürfte sich neben den hier erwähnten Versuchen auch zu solchen über wechselseitige Induktion und Resonanz mit so langsamen Schwingungen eignen.

Vielleicht ist sie auch für die Untersuchung der Permeabilität magnetisch geschlossener Transformatorspulen bei verschiedenen Stromstärken von einigem Nutzen.

Leipzig, Physikalisches Institut, 17. Okt. 1907.

(Eingegangen 18. Oktober 1907.)

Diskussion.

Wien (Danzig): Ich möchte mir nur die Frage erlauben, welche Kondensatoren Sie gebraucht haben.

Wiener: Ich habe Ruhmersche Kondensatoren benutzt; aber es geht auch mit Aluminiumkondensatoren von Grisson, die billiger sind. Die erforderliche Apparatur ist dann verhältnismäßig klein.

Wien: Bei diesen Kondensatoren ist die Dämpfung doch sehr groß?

Wiener: Ja.

Wien: Wie groß ist die Selbstinduktion?

Wiener: 400 bis über 700 Henry. Das variiert etwas.

Karl Scheel (Charlottenburg), Über thermische Ausdehnung in tiefer Temperatur.

Die Versuche, über welche berichtet wurde, sind nach der Fizeauschen Methode angestellt. Anstatt des bekannten Fizeauschen Stahltischchens diente nach dem Vorgange von Pulfrich ein ringförmiger, senkrecht zur Achse geschliffener Körper aus Bergkristall von 14,6 mm Höhe, mit Boden- und Deckplatte aus dem gleichen Material. Dieser Interferenzapparat befand sich in einem Abkühlungsgefäße, welches nach erfolgter Justierung luftdicht abgeschlossen werden konnte. Korrespondierende Messungen im Vakuum bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur der flüssigen Luft lieferten alsdann die Ausdehnung des Quarzringes in diesem Intervall mit einer Genauigkeit von $\pm 0{,}007\ \mu$, entsprechend $^1/_2$ Promille der ganzen beobachteten Größe oder $\pm 0{,}15^0$ Temperaturunsicherheit. Auf Grund dieser absolut gemessenen Ausdehnung des Quarzringes ließen sich dann auch relative Beobachtungen an Zylindern aus Platin, Palladium und Quarzglas absolut auswerten. Es wurden folgende Werte der Ausdehnung zwischen -190^0 und $+16^0$ gefunden:

Quarz in Richtung der Achse	pro 1 m	1074 μ
Platin	„	1642 „
Palladium	„	2110 „
Quarzglas	„	−41 „

Über die Versuche ist ausführlich in den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 9, 3—23, 1907 berichtet.

(Eingegangen 18. September 1907.)

Diskussion.

Fischer (München): Ich möchte mir nur die Frage erlauben, auf welche Fixpunkte die Eichung des Platin-Widerstands-Thermometers bezogen ist.

Scheel: Das Platin-Thermometer war an die Wasserstoffskala angeschlossen.

Karl Scheel und Wilhelm Heuse (Charlottenburg), Bestimmung der Ausdehnung des Platins zwischen -183^0 und Zimmertemperatur mit dem Komparator und dem Fizeauschen Apparat.[1])

Die Ausdehnung des Platins in tiefer Temperatur ist seither von zwei Seiten nach verschiedenen Methoden gemessen worden.

Die eine dieser Bestimmungen wurde von Kamerlingh Onnes und Clay[2]) mit Hilfe eines als Komparator benutzten Kathetometers an einem nahezu 1 m langen Platinrohre durchgeführt, welches in einem Dewarschen Gefäße angeordnet war. In das Platinrohr waren oben und unten massive Glasstäbe eingelötet und deren aus dem Dewarschen Gefäße herausragende Enden zu feinen Spitzen ausgezogen. Die Einstellung erfolgte auf die Spitzen.

Die Ausdehnung dieser Glasstückchen, deren Temperatur aus dem Widerstand umgewickelter Platindrähte ermittelt wurde, war aus besonderen Versuchen bekannt und wurde bei der Ableitung der Resultate in Rechnung gezogen. Kamerlingh Onnes und Clay leiteten als Endergebnis aus ihren Versuchen für die Ausdehnung des Platins die zwischen -182^0 und Zimmertemperatur gültige Interpolationsformel

$$l_t = l_0 (1 + 9{,}053 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}00494 \cdot 10^{-6} \cdot t^2)$$

her.

Die zweite Bestimmung der Ausdehnung des Platins wurde von dem einen von uns nach der Fizeauschen Methode vorgenommen und ist an anderem Orte ausführlich beschrieben.[3]) In Verbindung mit früheren Beobachtungen bei höheren Temperaturen ergab sich dabei für die Ausdehnung des Platins die im Intervall von -190 bis $+100^0$ gültige Gleichung

$$l_t = l_0 (1 + 8{,}749 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}003141 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 - 0{,}00000694 \cdot 10^{-6} \cdot t^3).$$

Die beiden aufgestellten Interpolationsformeln lassen sich miteinander nicht in Einklang bringen. Denn berechnet man nach ihnen beispielsweise die Ausdehnung, welche 1 m Platin bei Erwärmung von 190^0 auf $+16^0$ erfährt, so ergibt sich hierfür

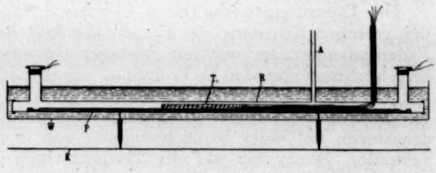
nach Kamerlingh Onnes und Clay 1687 μ,
„ Scheel . . . . 1642 μ,

Werte, deren Differenz (45 μ) das Zehnfache von dem übersteigt, was in Anbetracht der inneren Übereinstimmung beider Methoden zulässig erscheint.

Um die Differenz aufzuklären, war es erwünscht, die Ausdehnung des Platins in tiefer Temperatur an dem gleichen Stück sowohl nach der Fizeauschen als nach der Komparatormethode zu messen, im letzteren Falle aber die mögliche Fehlerquelle der Kamerlingh Onnesschen Messungen, die herausragenden Enden, zu vermeiden.

Als Material diente für die Versuche ein Platinstab von nahezu $^1/_2$ m Länge und 5 mm Durchmesser, welcher bereits früher zu Messungen in hoher Temperatur[1]), sowie auch zu relativen Messungen in tiefer Temperatur[2]) benutzt war. Da die Beobachtungen bei hoher Temperatur bis 1000^0 ausgedehnt waren, so ist der genannte Platinstab als gut ausgeglüht zu betrachten. Für die Zwecke der Messungen mit dem Fizeauschen Apparat wurde später aus der Mitte dieses Stabes ein planparallel geschliffenes Stück von 14,341 mm Länge herausgeschnitten.

Hinsichtlich der Ausführung der Messungen nach der Fizeauschen Methode mag auf die frühere Veröffentlichung[3]) verwiesen werden. Zu den Komparatormessungen wurde ein vorzüglicher Transversalkomparator mit feststehenden Mikroskopen benutzt, der sich im Besitze des präzisionsmechanischen Laboratoriums der Abteilung II der Reichsanstalt befindet.



Der Platinstab P war bei der Messung in ein Stahlrohr R (Fig. 1) von etwa 1 cm Durchmesser eingeschlossen, in dem er seiner ganzen Länge nach auflag. Das Stahlrohr selbst war — um Durchbiegungen zu verringern, auf $^1/_4$ und $^3/_4$ seiner Länge gestützt — in eine Blechwanne W gesetzt, die durch Metall und Filzmäntel gegen Wärmeeinfluß möglichst geschützt

---

1) Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Vorgetragen von W. Heuse.

2) H. Kamerlingh Onnes und J. Clay, Comm. from the Phys. Lab. Leiden, No. 95b, S. 27—36, 1906. Versl. Amsterdam **15**, 151—159, 1906. Proc. Amsterdam **9**, 199—207, 1906.

3) Karl Scheel, Verh. D. Phys. Ges. **9**, 3—23, 1907.

---

1) L. Holborn und A. Day, Berl. Ber. 1900, 1009—1013. Ann. d. Phys. (4) **4**, 104—122, 1901.

2) F. Henning, Ann. d. Phys. (4) **22**, 631—639, 1907.

3) Karl Scheel, Verh. D. Phys. Ges. **9**, 3—23, 1907.

war. Das Anvisieren des Platinstabes erfolgte durch Schornsteine, die auf das Stahlrohr seitlich aufgesetzt waren und aus dem Flüssigkeitsbade herausragten. Auf die Schornsteine aufgekittete Glasfenster bildeten einen Abschluß gegen die feuchte Zimmerluft und verhinderten die Bildung eines Niederschlages auf den Teilungen des Platinstabes. Diese Fenster hatten eine Dicke von nur 0,1 mm, so daß die Fehler in den Ablesungen, die bei etwaigen Verziehungen der Schornsteine durch sie hervorgerufen wurden, vernachlässigt werden konnten. Eine elektrische Heizvorrichtung[1]) hielt sie frei von Niederschlag. Durch einen mit einem Chlorcalciumrohr versehenen seitlichen Ansatz *A* konnten sich Druckdifferenzen zwischen dem Innern des Stahlrohres und der Außenluft, die der dünnen Fenster wegen vermieden werden mußten, stets ausgleichen.

Als Normalmaßstab diente ein solcher von Nickelstahl, dessen Teilung durch Vergleichung mit einer bekannten Skala des präzisionsmechanischen Laboratoriums der PTR II ausgewertet war. Für ihn betrug der Temperaturkoeffizient der Ausdehnung etwa 0,0000009.

Die Temperatur wurde mit einem Platinthermometer *T* bestimmt, welches direkt auf dem Platinstabe lag; sein Widerstand bei 0^0 betrug etwa 10 Ohm; es war bei Zimmertemperatur und bei tiefer Temperatur an die Wasserstoffskala angeschlossen.

Zur Konstanterhaltung der Temperatur waren bei Zimmertemperatur besondere Vorkehrungen nicht getroffen; doch kam den Versuchen zustatten, daß die Tagestemperatur in dem günstig gelegenen Beobachtungsraume nur wenig schwankte.

Bei tiefer Temperatur waren zuerst Versuche mit flüssiger Luft unternommen; der schnellen Verdampfung im Metallgefäße entsprechend, litten die Reihen aber unter starken Temperaturänderungen, auch war der Verbrauch an flüssiger Luft ein unbequem großer. Nichtsdestoweniger hätten sich brauchbare Reihen erreichen lassen. Wir kamen indessen weit besser zum Ziele, als wir flüssigen Sauerstoff verwendeten. Da der Sauerstoff verhältnismäßig rein war, so war jetzt die Temperaturkonstanz eine sehr gute; die Schwankungen betrugen kaum $0,1^0$. Auch die Verdampfung war nur klein, so daß während der etwa zwei Stunden dauernden Versuchsreihe nur 3 Liter flüssigen Sauerstoffs verbraucht wurden, weniger als bei Verwendung von flüssiger Luft, so daß der höhere Preis des flüssigen Sauerstoffs durch den geringeren Materialverbrauch nahezu ausgeglichen wurde.

Einen Zwischenpunkt zwischen Zimmertemperatur und flüssigem Sauerstoff lieferte ein aus hochprozentigem Alkohol und fester Kohlensäure bereitetes Bad. Auch dies blieb während der Messung auf $0,1^0$ konstant.

Die Fixierung der Lage der beiderseitigen Striche erfolgte durch Einstellen mit beweglichen Fadensystemen. Eine Umdrehung der in hundert Teile geteilten Trommeln der Mikrometerschrauben entsprach etwa 0,1 mm, also 1 Skalenteil 1 μ. Die Mikrometerschrauben konnten innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler als frei von fortschreitenden und periodischen Fehlern angesehen werden.

Die Messung der Temperatur und der Länge erfolgte gleichzeitig, wobei die beiden Beobachter ihre Rollen systematisch vertauschten.

Eine Längenmessung bestand in Einstellungen auf die Striche des Platinstabes in der Reihenfolge rechts, links, links, rechts, welche durch systematische Einstellungen auf den Normalmaßstab eingeschlossen worden waren. Aus jeder solchen Messung ergibt sich die Länge des Platinstabes, verglichen mit der Länge des Normalmaßstabes. In Spalte 5 der folgenden Zusammenstellungen ist diese Länge (*L*) in Millimeter, abzüglich einer Konstanten (*C*) wiedergegeben. Vier solcher Messungen, bei denen die Beobachter systematisch abwechselten, bilden einen Beobachtungssatz, deren vier so zu einer Reihe gruppiert sind, daß zwei derselben bei tiefer Temperatur durch je einen bei Zimmertemperatur eingeschlossen sind.

Die beobachteten Werte $L-C$ sind schließlich nach Beobachtern getrennt in der Spalte 6 und 7 auf die runden Temperaturen $+16$, -78, -183^0 reduziert wiederholt und gemittelt.

Die vorstehenden Tabellen lassen zunächst erkennen, daß zwischen den Strichauffassungen beider Beobachter ein systematischer Unterschied besteht, der aber durch alle Reihen hindurch nahezu derselbe blieb und auch beim Übergang von einer Temperatur zur anderen denselben Wert beibehielt. In der Differenzbildung fällt dieser Unterschied demnach im Mittel aus den je drei Reihen bei den Beobachtungen mit flüssigem Sauerstoff vollständig, bei den Beobachtungen mit Kohlensäure bis auf einen Bruchteil des μ heraus. Es ist darum gerechtfertigt, die mittleren Einstellungswerte beider Beobachter aufs neue zu Mitteln zu vereinigen, welche in der 8. Spalte der umstehenden Tabellen verzeichnet sind. Die letzte Spalte erhält dann dieselben Mittel nochmals, nachdem sie wegen der geringen Schwankungen der Temperatur des Nickelstahlstabes auf eine gemeinsame Temperatur umgerechnet sind.

Entsprechend dem ursprünglichen Plane, jede Beobachtung bei tiefer Temperatur durch zwei Beobachtungen bei Zimmertemperatur einzu-

1) Scheel, Verh. D. Phys. Ges. 9, 9, 1907.

Reihe I.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
17. 7.	Heuse	17,0	17,1	0,8952	—	0,8910		
„	Scheel	17,2	—	0,8962	0,8911	—		
„	Scheel	17,3	—	0,8945	0,8889	—		
„	Heuse	17,4	—	0,9005	—	0,8945		
					0,8900	0,8927	0,8914	0,8914
„	Heuse	—182,8	—	0,1143	—	0,1136		
„	Scheel	—182,7	17,3	0,1120	0,1110	—		
„	Scheel	—182,8	—	0,1095	0,1088	—		
„	Heuse	—182,7	—	0,1105	—	0,1095		
					0,1099	0,1115	0,1107	0,1108
„	Scheel	—182,8	—	0,1104	0,1097	—		
„	Heuse	—182,7	—	0,1143	—	0,1133		
„	Heuse	—183,0	—	0,1120	—	0,1120		
„	Scheel	—182,7	17,3	0,1117	0,1107	—		
					0,1102	0,1126	0,1114	0,1115
18. 7.	Heuse	16,7	16,9	0,8899	—	0,8869		
„	Scheel	16,7	—	0,8925	0,8896	—		
„	Scheel	16,9	—	0,8933	0,8896	—		
„	Heuse	17,0	17,0	0,8940	—	0,8898		
					0,8896	0,8883	0,8890	0,8890

Reihe II.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
19. 7.	Heuse	16,2	16,6	0,8916	—	0,8908		
„	Scheel	16,5	—	0,8883	0,8862	—		
„	Scheel	16,6	—	0,8898	0,8873	—		
„	Heuse	16,7	—	0,8914	—	0,8884		
					0,8867	0,8896	0,8882	0,8880
„	Heuse	—183,2	—	0,1099	—	0,1106		
„	Scheel	—183,0	—	0,1125	0,1125	—		
„	Scheel	—183,2	—	0,1144	0,1151	—		
„	Heuse	—183,1	—	0,1097	—	0,1100		
					0,1138	0,1103	0,1120	0,1119

Fortsetzung von Reihe II.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
19. 7.	Scheel	—182,8	—	0,1140	0,1133	—		
„	Heuse	—182,8	—	0,1121	—	0,1113		
„	Heuse	—182,8	—	0,1164	—	0,1156		
„	Scheel	—182,7	16,8	0,1109	0,1098	—		
					0,1115	0,1134	0,1125	0,1124
20. 7.	Heuse	16,4	16,6	0,8918	—	0,8901		
„	Scheel	16,4	—	0,8941	0,8924	—		
„	Scheel	16,6	—	0,8958	0,8933	—		
„	Heuse	16,7	—	0,8960	—	0,8930		
					0,8928	0,8915	0,8922	0,8920

Reihe III.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
20. 7.	Heuse	16,7	—	0,8971	—	0,8941		
„	Scheel	16,8	—	0,8933	0,8899	—		
„	Scheel	16,9	—	0,8976	0,8938	—		
„	Heuse	16,9	16,7	0,8966	—	0,8928		
					0,8918	0,8934	0,8926	0,8925
„	Heuse	—182,8	—	0,1095	—	0,1088		
„	Scheel	—182,8	—	0,1052	0,1045	—		
„	Scheel	—182,7	—	0,1069	0,1059	—		
„	Heuse	—182,7	—	0,1145	—	0,1135		
					0,1052	0,1111	0,1082	0,1081
„	Scheel	—182,7	—	0,1096	0,1086	—		
„	Heuse	—182,7	—	0,1115	—	0,1105		
„	Heuse	—182,6	—	0,1119	—	0,1105		
„	Scheel	—182,6	—	0,1106	0,1092	—		
					0,1089	0,1105	0,1097	0,1096
22. 7.	Heuse	16,1	16,3	0,8884	—	0,8880		
„	Scheel	16,2	—	0,8843	0,8835	—		
„	Scheel	16,3	—	0,8869	0,8856	—		
„	Heuse	16,4	16,3	0,8908	—	0,8891		
					0,8845	0,8885	0,8865	0,8862

Reihe IV.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur: Platinstab	Temperatur: Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
23. 7.	Heuse	16,3	16,4	0,8909	—	0,8896		
"	Scheel	16,4	—	0,8907	0,8890	—		
"	Scheel	16,5	—	0,8934	0,8913	—		
"	Heuse	16,6	16,5	0,8935	—	0,8910		
					0,8901	0,8903	0,8902	0,8900
"	Heuse	—78,7	—	0,5007	—	0,5034		
"	Scheel	—78,5	—	0,4992	0,5011	—		
"	Scheel	—78,6	—	0,5010	0,5033	—		
"	Heuse	—78,5	—	0,5031	—	0,5050		
					0,5022	0,5042	0,5032	0,5031
"	Scheel	—78,5	—	0,5024	0,5043	—		
"	Heuse	—78,6	—	0,5027	—	0,5050		
"	Heuse	—78,5	—	0,5012	—	0,5031		
"	Scheel	—78,5	16,7	0,4982	0,5001	—		
					0,5022	0,5040	0,5031	0,5030
24. 7.	Heuse	15,3	16,5	0,8867	—	0,8897		
"	Scheel	15,4	—	0,8877	0,8902	—		
"	Scheel	15,4	—	0,8887	0,8912	—		
"	Heuse	15,5	—	0,8879	—	0,8900		
					0,8907	0,8898	0,8903	0,8901

Reihe V.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur: Platinstab	Temperatur: Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
24. 7.	Heuse	15,6	—	0,8878	—	0,8894		
"	Scheel	15,6	—	0,8888	0,8904	—		
"	Scheel	15,7	—	0,8887	0,8900	—		
"	Heuse	15,7	16,6	0,8893	—	0,8906		
					0,8902	0,8900	0,8901	0,8900
"	Heuse	—78,7	—	0,4973	—	0,5000		
"	Scheel	—78,6	—	0,4936	0,4959	—		
"	Scheel	—78,7	—	0,4973	0,5000	—		
"	Heuse	—78,6	—	0,5012	—	0,5035		
					0,4979	0,5017	0,4998	0,4997

Fortsetzung von Reihe V.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur: Platinstab	Temperatur: Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
24. 7.	Scheel	—78,5	—	0,4958	0,4977	—		
"	Heuse	—78,7	—	0,4989	—	0,5016		
"	Heuse	—78,6	—	0,5001	—	0,5024		
"	Scheel	—78,5	16,8	0,4996	0,5015	—		
					0,4996	0,5020	0,5008	0,5007
25. 7.	Heuse	15,3	16,5	0,8960	—	0,8990		
"	Scheel	15,4	—	0,8954	0,8979	—		
"	Scheel	15,4	—	0,8924	0,8949	—		
"	Heuse	15,4	—	0,8942	—	0,8967		
					0,8964	0,8978	0,8971	0,8969

Reihe VI.

Datum 1907	Beobachter am Komparator	Temperatur: Platinstab	Temperatur: Nickelstahl	$L-C$	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Scheel	Reduziert auf runde Temperatur: Beob. Heuse	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
26. 7.	Heuse	15,9	—	0,9032	—	0,9036		
"	Scheel	15,9	—	0,8993	0,8997	—		
"	Scheel	15,9	—	0,8989	0,8993	—		
"	Heuse	16,0	16,7	0,9053	—	0,9053		
					0,8995	0,9044	0,9020	0,9019
"	Heuse	—78,6	—	0,5042	—	0,5065		
"	Scheel	—78,5	—	0,5008	0,5027	—		
"	Scheel	—78,6	—	0,4992	0,5015	—		
"	Heuse	—78,5	—	0,5070	—	0,5089		
					0,5021	0,5077	0,5049	0,5049
"	Scheel	—78,4	17,0	0,5049	0,5064	—		
"	Heuse	—78,6	—	0,5065	—	0,5088		
"	Heuse	—78,5	—	0,5078	—	0,5097		
"	Scheel	—78,5	17,1	0,5053	0,5072	—		
					0,5068	0,5092	0,5080	0,5080
27. 7.	Heuse	16,5	16,9	0,9040	—	0,9019		
"	Scheel	16,6	—	0,8999	0,8974	—		
"	Scheel	16,7	—	0,9000	0,8970	—		
"	Heuse	16,8	—	0,9054	—	0,9020		
					0,8972	0,9019	0,8996	0,8996

schließen, sind jetzt die Werte der letzten Spalte vorstehender Zusammenstellung für jede Reihe symmetrisch zur Mitte zu mitteln, wodurch man die in der 2. bis 4. Spalte folgender Tabelle hingeschriebenen Zahlenwerte erhält.

Reihe	16^0	-78^0	-183^0	D	Mittel	D pro m in μ
I	0,8902	—	0,1111	0,7791		
II	0,8900	—	0,1121	0,7779	0,7792	1610
III	0,8893	—	0,1088	0,7805		
IV	0,8900	0,5030	—	0,3870		
V	0,8934	0,5002	—	0,3932	0,3915	809
VI	0,9007	0,5064	—	0,3943		

Bildet man jetzt noch zwischen den beiden Zahlen jeder Horizontalreihe die Differenz, so stellen die Werte der mit D überschriebenen fünften Spalte die durch jede Reihe gefundene Längendifferenz des Platinstabes zwischen $+16^0$ und -183 bzw. -78^0 in Millimeter dar. Die Übereinstimmung der drei ersten, sowie der drei letzten Zahlen dieser Spalte untereinander erlaubt einen Einblick in die Genauigkeit der Messungen überhaupt; den Mittelwerten in der 6. Spalte kann auf Grund der Übereinstimmung der Einzelwerte ein wahrscheinlicher Fehler von etwa 0,001 mm zuerteilt werden. — In Verbindung mit der gemessenen Länge des Platinstabes bei 0^0 gleich 483,9 mm findet man schließlich die in der letzten Spalte hingeschriebenen Längenänderungen zwischen $+16^0$ und -183 bzw. -78^0 in μ pro Meter.

Die gefundenen Werte der Platinausdehnung lassen sich durch die Interpolationsformel

$$l_t = l_0 (1 + 8{,}911 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}00491 \cdot 10^{-6} \cdot t^2)$$

zusammenfassen.

Von den Messungen am Platin nach der Fizeauschen Methode mögen hier nur die Resultate wiedergegeben werden, aus denen sich durch Reduktion mit der obigen Formel die vergleichbaren Werte der Ausdehnung zwischen -183 und $+16^0$ berechnen, wie sie in der letzten Spalte nachstehender Tabelle hingeschrieben sind.

Ausdehnung pro 1 m	Zwischen t und 16^0	Zwischen -183 und $+16^0$
Zwischen $-192{,}5$ und $+16^0$	1668 μ	1601 μ
„ $-188{,}1$ „ $+16^0$	1640 „	1604 „
		Mittel: 1603 μ

Zum Vergleiche aller bisherigen Messungen berechne man jetzt aus den im Eingange dieser Mitteilung aufgeführten Interpolationsformeln die entsprechenden Zahlen; man erhält dann folgende Tabelle:

Ausdehnung des Platins in μ pro Meter.

Beobachter	Methode	Zwischen -183 u. $+16^0$	Zwischen -78 und $+16^0$
Kamerlingh Onnes und Clay	Kathetometer	1637	822
Scheel.	Fizeauscher Apparat	1594	—
Scheel.	Komparator	1610	809
Scheel und Heuse	Fizeauscher Apparat	1603	—

Auf Grund dieser Zusammenstellung ergibt sich zunächst aus unseren gleichzeitigen Messungen am Komparator und am Fizeauschen Apparat eine genügende Übereinstimmung beider Methoden; die Differenz der Ausdehnung zwischen -183 und $+16^0$ im Betrage von 7 μ pro Meter liegt bereits nahe den Fehlergrenzen beider Messungen. Weniger gut ist die Übereinstimmung zwischen den beiden nach der Fizeauschen Methode aber an verschiedenen Platinproben gewonnenen Zahlen 1594 und 1603, die, da ihre Differenz die Fehlergrenze erheblich übersteigt, eine Verschiedenartigkeit des Materials als möglich erscheinen lassen. Ganz außerhalb liegt indessen der Wert 1637 von Kamerlingh Onnes und Clay. Ob sein Unterschied gegen die anderen Werte auf eine Verschiedenartigkeit des Materials oder auf methodische Einflüsse zurückzuführen ist, kann hier nicht entschieden werden. Jedenfalls wäre es aber erwünscht, das von Kamerlingh Onnes und Clay benutzte Platinrohr in der von uns angebenen Weise, d. h. ohne Lötungen ganz in das Flüssigkeitsbad eintauchend zu untersuchen.

Charlottenburg, 31. Juli 1907.

(Eingegangen 18. September 1907.)

A. Blaschke (Charlottenburg), Der Transversalkomparator der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.[1])

Der Komparator soll zur genauen Ermittelung der Gesamtlängen von Maßen und zur Untersuchung der thermischen Ausdehnung von Materialien dienen; seine Konstruktion rührt von dem Leiter des präzisionsmechanischen Laboratoriums der Reichsanstalt, Abteil. II her; in die Ausführung haben sich die Firmen H. Hoff, J. Wanschaff, H. Heele, die Werkstatt der Reichsanstalt und (für die Klempnerarbeiten) O. Habermann geteilt.

Während beim Longitudinalkomparator sich ein Mikroskoppaar längs den zu vergleichenden Maßstäben bewegt, geht beim Transversalkomparator die Verschiebung zwischen Mikro-

1) Ausführliche Beschreibung des Instruments wird in der Zeitschr. f. Instrumentenkunde erscheinen.

skopen und Maßstäben quer zur Richtung der letzteren vor sich. Man wird hierbei unabhängig von der Präzision der Verschiebungsvorrichtung und braucht nur dafür zu sorgen, daß während der Beobachtung sich der Abstand der Mikroskope voneinander nicht ruckweise ändert. Bei dem Komparator der Reichsanstalt wird zu diesem Behufe das Mikroskoppaar in Ruhe gehalten und die Verschiebung an den Maßstäben ausgeführt.

Das ganze Instrument zerfällt in zwei Teile: das Oberteil, das die Mikroskope trägt, das Unterteil, auf dem die Maßstäbe ruhen; hierzu kommt die Vorrichtung zur Temperierung der Vergleichsstücke; alles ist im Keller untergebracht.

Das Oberteil liegt auf zwei strebepfeilerartigen, rund 1,5 m voneinander abstehenden Anbauten an den untersten Teil der Umfassungsmauer des Gebäudes auf. Es besteht aus einer 3,5 m langen Eisenschiene, die auf Sandsteinkapitälen der genannten Strebepfeiler mittels Kugellager etwa 1,8 m über dem Fußboden ruht, und sich also bei etwaiger Erwärmung frei auszudehnen vermag, ohne sich zu krümmen. Zwei S-förmige, schräg nach vorn geneigte Arme von etwa 0,7 m Länge umfassen mit ihrer oberen Krümmung diese Schiene, auf der sie in jeder Entfernung eingestellt werden können; unten tragen sie die Schraubenmikrometermikroskope, von denen jedes um je ein der Schiene paralleles Kollimatorfernrohr als Achse quer zur Schienenrichtung geschwenkt werden kann; indem man die Kollimatoren aufeinander und horizontal, die Mikroskope mittels einer Libelle vertikal einjustiert, erzielt man, daß der Parallelismus der Mikroskope in der Maßstabrichtung auch gewahrt bleibt, wenn man die Mikroskope um die Kollimatoren dreht, was wegen der Beleuchtung nötig ist. Das Licht kommt nämlich von einer seitwärts stehenden Lampe, wird mittels Sammellinsen auf die Hypothenusenflächen rechtwinkliger Prismen geworfen, so nach unten schräg durch Beleuchtungsrohre auf die Maßstäbe reflektiert und gelangt von diesen durch Spiegelung in die Mikroskope. Diese selbst lassen sich auf- und niederschieben und, parallel zur Schienenrichtung, durch Schrauben fein verstellen.

Das Unterteil ruht auf zwei ebenfalls rund 1,5 m voneinander entfernten Pfeilern, die auf einen Betonklotz fundiert sind, welcher völlig unabhängig vom Gebäude in den Baugrund gebettet ist. Auf den Sandsteinbekrönungen der beiden Pfeiler, die sich etwa 0,6 m über den Fußboden erheben, befindet sich je ein Kugellager, in denen sich ein Wagen senkrecht zu der durch die Verbindungslinie der beiden Mikroskope gegebenen Richtung verschiebt. Auf dem rechten wie auf dem linken Endstück des Wagens ruhen je zwei vollständig unabhängig voneinander durch Schrauben fein verstellbare Schlitten; auf den beiden vorderen dieser Schlitten und auf den beiden hinteren ist je ein Tischträger, in der Längsrichtung fein justierbar, gelagert; die beiden Tische für die Maßstäbe selbst sind jeder an einem dieser Träger angebracht; sie lassen sich durch Schrauben heben und senken. Alle Lagerungen und Verstellungen sind so eingerichtet, daß eine Verkrümmung der Tische und somit der Maßstäbe ausgeschlossen ist. Mittels des Wagens werden die Maßstäbe, nachdem sie selbst und die Mikroskope einjustiert sind, so verschoben, daß sie nacheinander unter die Mikroskope gelangen; diese Bewegung ist durch Anschläge begrenzbar und geht außerordentlich leicht und somit ruhig vonstatten; das rund 150 kg schwere Unterteil läßt sich nämlich durch ein Übergewicht von kaum 1 kg in Gang bringen.

Ober- und Unterteil befinden sich infolge der erwähnten schrägen Stellung der S-förmigen Mikroskopträger nicht vertikal untereinander, sondern der Wagen liegt etwa 0,25 m vor der Schiene, so daß diese nicht von der etwa aufsteigenden Wärmeströmung getroffen wird.

Die Temperierung der Maßstücke erfolgt durch einen Flüssigkeitsstrom, der entweder die Stäbe direkt umspült oder in doppelwandigen, die Stäbe von drei Seiten (vorn, hinten, unten) umgebenden Wannen zirkuliert. Die Flüssigkeit wird in großen Thermostaten von rund 1 cbm Inhalt, die in einem Nebenraume stehen, bereitet, alsdann mittels einer kleinen Pumpe durch Rohre und zuletzt durch Gummischläuche in die Wannen getrieben, von wo sie wieder abfließt. Auf diese Weise nutzt man eine sehr große Menge von Flüssigkeit aus, ohne jedoch die Tische des Komparators selbst wesentlich zu belasten; man erzielt so eine gute und sichere Temperierung bei leichter und mithin stoßfreier Bewegung des Komparatorunterteiles.

(Eingegangen 5. Oktober 1907.)

Emil Bose (Danzig), Physikalisch-chemische Demonstrationsversuche ohne Materialverbrauch.

Jedes Vakuumrohr einer physikalischen Sammlung repräsentiert einen bis zu einem gewissen Grade jederzeit gebrauchsfertigen Demonstrationsversuch, der dadurch charakterisiert ist, daß kein merklicher Materialverbrauch dabei eintritt. Der Gasinhalt der Spektralröhren, das Kathodenstrahlvakuum mit dem schattenwerfenden Kreuz oder was es gerade sei, bleibt für spätere Wiederholungen des Versuches erhalten. In die gleiche

Kategorie gehört beispielsweise auch die Weinholdsche Demonstrationsanordnung für die Sublimation von Eis[1]) bei genügend niedrigem Dampfdruck und einige andere Versuche.

Die Chemie kennt im allgemeinen solche Versuche bisher kaum und in der Tat scheiden ja alle nicht umkehrbaren Vorgänge hier von vornherein aus.

Trotzdem aber gibt es eine ganze Reihe, namentlich physikalisch-chemisch bedeutsamer Tatsachen, welche sich an abgeschlossenen Systemen ohne Materialverlust demonstrieren lassen. Das hat dann den Vorzug, daß sich einerseits auch besonders beachtenswerte Erscheinungen an ziemlich kostbaren Substanzen zeigen lassen, da nur eine einmalige Anschaffung ohne weiteren Verlust bei jeder einzelnen Vorführung erforderlich ist; ferner aber, daß auch übelriechende Stoffe, deren Verwendung man sonst vermeiden würde, in den Kreis der Versuche gezogen werden können. Die Fälle sind nicht selten, daß in der Vorlesung über Experimentalphysik resp. in den grundlegenden chemischen Vorlesungen Versuche aus obigen Gründen umgangen werden, die sonst geeignet wären, wichtige und bemerkenswerte Erscheinungen zu erläutern, ganz abgesehen davon, daß diese Dinge bisher nicht einmal in allen systematischen Vorlesungen über physikalische Chemie ihren Platz finden.

Ich habe deshalb eine Reihe solcher in geschlossenen Gefäßen vorführbarer Demonstrationen im folgenden zusammengestellt. Die Tatsachen, um die es sich handelt, sind größtenteils bekannt und auch bei einzelnen die Demonstration im zugeschmolzenen Rohr keineswegs neu. Der nun folgenden kurzen Zusammenstellung habe ich die nötigen Literaturangaben beigefügt.

Ein Hauptteil der Versuche bezieht sich auf die Demonstration der Erscheinungen der begrenzten Löslichkeit und ihrer Begleitphänomene, insbesondere der kritischen Lösungsvorgänge.[2]) Hier lassen sich in einfacher Weise demonstrieren:

Obere Klärungspunkte.
Untere ,,
Verschiedene Formen der Löslichkeitskurve.
Geschlossene Löslichkeitskurve des Systems Nikotin-Wasser.
Schnittpunkt der Kurven für das spezifische Volumen der beiden gesättigten Phasen bei dem gleichen System.
Verschiedene Lebensdauer von Emulsionen.
Kritische Trübung.

1) Weinhold, Physik. Demonstrationen. 4. Aufl. S. 591.
2) Rothmund, Zeitschr. f. physik. Chem. **26**, 433, 1898; Ostwald, Allgemeine Chemie II, 2; Hudson, Zeitschr. f. physik. Chem. **47**, 113, 1904; Timmermans, Zeitschr. f. physik. Chem. **58**, 129, 1907; Alexejew, Wied. Ann. **28**, 305, 1886.

Augenfällige Änderung der Oberflächenspannung beim kritischen Lösungspunkt.
Die Möglichkeit eingeschnürter Löslichkeitskurven.
Kritische Erscheinungen zwischen Gasraum und einer der beiden flüssigen Phasen eines binären Systems.
Löslichkeitsminimum von Äther in Wasser.
Einseitiges Wachsen der Löslichkeit bei gleichzeitiger Löslichkeitsabnahme in der anderen Phase.
Schmelzen einer chemischen Verbindung zu einer Emulsion.
Aussalzerscheinungen.
,, mit geschlossener Grenzkurve.

Auch aus anderen Gebieten der physikalischen Chemie lassen sich eine ganze Reihe von Tatsachen in geschlossenen Apparaten ohne Materialverlust demonstrieren, z. B.

Schwebemethode bei der spezifischen Gewichtsbestimmung von Pulvern.
Sog. optische Schwebemethode.[1])
Destillation und Sublimation desselben Körpers (Jod) je nach dem vorhandenen Dampfdruck.
Verschiebung des Gleichgewichts zwischen einfachen und Doppelmolekülen mit der Temperatur.[2])
Kristallo- und Triboluminescenz.[3])
Viskositäts- und Farbenänderungen des flüssigen Schwefels.
Sublimationsverhältnisse des Arsens usw.

Eine Sammlung fertiger Röhren für diese Demonstrationsversuche wird von der Firma C. A. F. Kahlbaum, Berlin S.O., nach meinen Angaben hergestellt und mit Anleitungen für die Ausführung der Versuche versehen in den Handel gebracht werden. Ein weiteres Eingehen auf die einzelnen Versuche kann an dieser Stelle nicht stattfinden.

1) Le Blanc, Zeitschr. f. phys. Chem. **10**, 433, 1892.
2) Diesen am Stickstoffdioxyd leicht vorzuführenden Versuch lernte ich vor Jahren im Nernstschen Laboratorium kennen.
3) Trautz u. Schorigin, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **3**, 80, 1905.

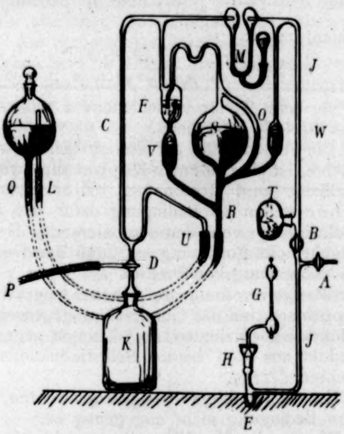
(Eingegangen 2. Oktober 1907.)

E. Grimsehl (Hamburg), Eine neue Quecksilberluftpumpe.

Die neue Quecksilberluftpumpe ist nach dem Prinzip der hahnlosen Toepler-Pumpen gebaut; doch besteht der wesentliche Unterschied gegenüber den sonst gebräuchlichen Luftpumpen dieser Art darin, daß die aus dem Rezipienten gepumpte Luft nicht in die freie Atmosphäre, sondern in einen Vorraum eintritt, der durch eine Vorpumpe, z. B. eine Wasserstrahlpumpe,

schon auf den Druck von einigen Millimetern evakuiert ist. Hierdurch wird erreicht, daß die ganze Pumpe niedrig ist, daß insbesondere das bewegliche Quecksilbergefäß (Niveaugefäß) nur um etwa 30 cm gehoben und gesenkt zu werden braucht.

Beifolgende Figur ist halb schematisch ge-



zeichnet, indem das Brett, auf dem die Pumpe montiert ist, nicht mitgezeichnet ist, und indem das Niveaugefäß *N*, das in Wirklichkeit hinter der Pumpe liegt und durch einen einfachen Schnurzug gehoben und gesenkt wird, neben der Pumpe abgebildet ist.

Es ist *S* das als Stiefel der Pumpe dienende Quecksilbergefäß, das oben in ein mehrfach gebogenes Kapillarrohr ausläuft und sich unten zu dem mehrfach verzweigten Rohr *R* verengt. Das obere Kapillarrohr mündet unterhalb des Quecksilberspiegels in der Luftfalle *F*. Der Stiefel *S* hat das auch sonst bei den Toepler-Pumpen vorhandene Nebenrohr *O*, von dem sich unten das mit dem Ventil *W* versehene Steigrohr abzweigt. Dieses Steigrohr ist am oberen Ende *T*-förmig gegabelt. Der linke Zweig mündet in eine birnförmige Erweiterung des zweischenkligen abgekürzten Barometers *M*. Der rechte Zweig ist rechtwinklig nach unten gebogen (*J*); seitlich an *J* ist das Trockengefäß *T* angeschlossen. Außerdem ist *J* durch den Hahn *B* abschließbar. Unterhalb *B* ist ein mit dem Hahn *A* versehenes Abzweigrohr angebracht, durch das dem zu evakuierenden Raum beliebige Gase zugeführt werden können. Das Rohr *J* geht bis auf das Grundbrett hinunter und ist darauf noch zweimal rechtwinklig gebogen. Es endet in dem Schliffstück *H*, in das das zu evakuierende Gefäß (z. B. eine Spektralröhre *G*) eingepaßt und durch Quecksilber abgedichtet ist. Die sackartige Erweiterung *E* unterhalb *H* hat den Zweck, etwa eingedrungenes Quecksilber zu sammeln, damit dieses mit einer Quecksilberpipette wieder entfernt werden kann.

An das untere Verlängerungsrohr *R* des Stiefels ist nach links ein seitliches Rohr angeschlossen, das unter Zwischenschaltung des Ventils *V* bis zum Quecksilberniveau in die Luftfalle *F* führt. Durch dieses Rohr fließt das Quecksilber, das von oben in die Luftfalle von *S* aus eingetreten ist, beim Senken des Niveaugefäßes wieder der übrigen Quecksilbermasse in *S* zu.

Die durch das Quecksilber hindurch in die Luftfalle *F* eingetretene Luft kann durch das obere Rohr der Luftfalle entweichen. Dieses Rohr ist wieder am oberen Ende *T*-förmig gegabelt. Der rechte Zweig des Gabelrohres mündet in die zweite birnfömige Erweiterung des abgekürzten Barometers *M*. Der linke Zweig ist rechtwinklig nach unten gebogen (*C*). Dann ist *C* wieder mehrfach in der aus der Figur ersichtlichen Weise gebogen und endet bei *U* dicht neben dem unteren Ende des Rohres *R*. An der untern *U*-förmigen Biegung des Rohres *C* ist noch ein mit einem Dreiweghahn versehenes Ansatzrohr angebracht. Der Dreiweghahn *D* stellt die Verbindung von *C* mit der Flasche *K* und dem seitlichen Rohre her, an das mittels des Schlauches *P* die Vorpumpe angeschlossen wird.

Das Niveaugefäß *N* enthält zwei nach unten führende Röhren, von denen das eine (*Q*) am Boden des Niveaugefäßes, das untere (*L*) oberhalb des Quecksilberniveaus endet. *L* steht mit *U* und gleichzeitig steht *Q* mit *R* durch einen starkwandigen Gummischlauch in Verbindung.

Das Trockengefäß *T* wird mit Phosphorpentoxyd gefüllt. In die Flasche *K* kommt eine millimeterhohe Schicht konzentrierter Schwefelsäure.

Die Wirkungsweise der Pumpe verläuft folgendermaßen: Wenn die Pumpe mit atmosphärischer Luft gefüllt ist, ist das Quecksilber im abgekürzten Barometer *M* ganz in die seitliche Kugel zurückgetreten, dadurch ist der doppelte Schenkel von Quecksilber frei, also steht die linke Hälfte der Pumpe mit der rechten Hälfte in Verbindung. Wird nun durch die Vorpumpe die Luft aus der ganzen Quecksilberpumpe evakuiert, so steigt das Quecksilber in den Doppelschenkel des Barometers *M*, sobald der Druck auf etwa 20 mm gesunken ist. Es wird dadurch die linke Hälfte der Pumpe selbsttätig von der rechten Hälfte getrennt. Hierauf pumpt die Vorpumpe den

ganzen Luftraum, der links vom Barometer M liegt, weiter bis auf etwa 10 mm leer.

Hebt man jetzt das Niveaugefäß N, so treibt das in S steigende Quecksilber die Luft aus S durch die Luftfalle F in den mit der Vorpumpe verbundenen, also schon verdünnten Raum. Beim Senken von N wirkt die Pumpe wie eine gewöhnliche Toepler-Pumpe, indem S luftleer wird und dann in dem Augenblicke mit J in Verbindung tritt, wo das Quecksilber bis unter die Abzweigstelle unterhalb des Ventils W gesunken ist, so daß dann die Luft in J, T und C sich in den luftleeren Teil von S ausbreitet, also in bekannter Weise verdünnt wird. Nach einigen Hebungen und Senkungen von N ist die Luft in C so weit verdünnt, daß schichtförmige Entladungen auftreten. Jetzt kann man den Dreiweghahn D so drehen, daß die Vorpumpe abgesperrt ist und nur noch die Flasche K in Verbindung mit dem Rohre C steht. Die Luftpumpe kann dann völlig von der Vorpumpe getrennt werden, also auch in einem anderen Raume beliebig verwandt werden. Die Flasche K vermag die noch in C vorhandenen Luftreste vollständig aufzunehmen. Es herrscht in der ganzen linken Hälfte der Pumpe, also in N, K, C und F, nur noch der Druck von etwa 10 mm. Die in der rechten Hälfte der Pumpe noch vorhandenen Luftreste brauchen also nur gegenüber diesem Drucke durch die Luftfalle F auszutreten. Daher braucht man auch das Niveaugefäß N nur um etwa 30 cm zu heben, während man bei der gewöhnlichen Anordnung der Geißler- oder Toepler-Pumpe die ganze Höhe des Luftdruckes zu überwinden hat, also das Niveaugefäß um ca. 90 cm heben und senken muß. Aus diesem Grunde braucht auch der ganze Aufbau der Pumpe nur so niedrig zu sein, daß man die Hebung und Senkung der Pumpe mit der Hand unter Anwendung eines einfachen Schnurzuges ohne Windevorrichtung ausführen kann. Man kann mit dem Pumpen jederzeit aufhören und nach beliebiger Zeit wieder damit fortfahren. Jeder beliebige unerfahrene Mensch kann, wenn die Pumpe erst mit der Vorpumpe leer gepumpt ist, mit der Pumpe hantieren, ohne daß er irgendeine andere Tätigkeit auszuführen braucht, als in beliebigem Tempo das Niveaugefäß zu heben und zu senken.

(Eingegangen 17. September 1907.)

M. Wien (Danzig), Eine Fehlerquelle bei der Messung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der Bjerknesschen Methode.

Die Bjerknessche Methode zur Bestimmung der Dämpfung einer elektrischen Schwingung beruht darauf, daß man die Schwingung auf ein resonierendes System wirken läßt und durch Verstimmung dieses Systems die „Resonanzkurve" aufnimmt.

Der Ausdruck für den Stromeffekt im resonierenden System in seiner Abhängigkeit von den Dekrementen ϑ_1 und ϑ_2 und der Verstimmung $x = 1 - \frac{n_1}{n_2}$, (n_1 und n_2 Schwingungszahlen) lautet:

$$J_2^2 = C \cdot \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{\vartheta_1 \vartheta_2 (4\pi^2 x^2 + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2)}.$$

Indem man J_2^2 für verschiedene x mißt, kann man $\vartheta_1 + \vartheta_2$ berechnen.

Die Fehlerquelle, auf die ich hier hinweisen möchte, ist eine zu enge Koppelung zwischen Oszillator und Resonator. Bjerknes und Drude stellen als Bedingung dafür, daß keine Rückwirkung von dem resonierenden System ausgeht, die Forderung auf, daß das Quadrat des Koppelungskoeffizienten k^2 gegen 1 vernachlässigt werden kann, d. h. bei magnetischer Koppelung, daß das Quadrat des gegenseitigen Induktionskoeffizienten ${L_{12}}^2$ klein ist gegen das Produkt aus den beiden Selbstinduktionskoeffizienten $L_{11} L_{22}$.

Es soll im folgenden gezeigt werden, daß diese Bedingung nicht eng genug ist.

Wenn wir die Koppelung nicht als verschwindend klein annehmen, so erhalten wir für den Stromeffekt an Stelle des obigen in erster Annäherung den folgenden Ausdruck:

$$J_2^2 = C \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{\{\vartheta_1 \vartheta_2 + A\}\{4\pi^2 x^2 (1 + B) + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2\}}$$

worin die beiden Korrektionen A und B folgende Werte haben:

$$A = \frac{\pi^2 k^2 (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2}{4\pi^2 x^2 + (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2}$$

$$B = \frac{4\pi^2 k^2}{4\pi^2 x^2 + (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2}.$$

Der Einfluß von A und B kann am besten an einem Beispiel gezeigt werden. In Fig. 1 sind

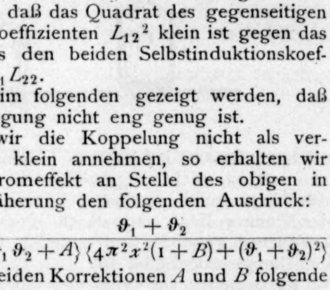


Fig. 1.

für den Fall $\vartheta_1 = 0{,}10$ $\vartheta_2 = 0{,}02$ die Resonanzkurven berechnet. Die ausgezogene Kurve ist die Resonanzkurve bei unendlich loser Koppelung $k = 0$, bei der anderen ist eine Koppelung $k^2 = 0{,}0001$ vorausgesetzt. Die rechte Seite der Figur erläutert einmal den Einfluß von A (punktierte Kurve) und den von A und B (gestrichelte Kurve) auf den Stromeffekt. Da es nun bei der Berechnung von $\vartheta_1 + \vartheta_2$ nicht auf die absoluten, sondern auf die relativen Werte des Stromeffekts ankommt, so sind auf der linken Seite der Figur die Resonanzkurven nochmals gezeichnet, wobei der Maximalwert bei allen $= 100$ gesetzt ist. Wir sehen deutlich, daß durch das Zusatzglied A die Resonanzkurve flacher verläuft, durch B steiler. Es bewirkt mithin A eine Vergrößerung, B eine Verkleinerung der aus der Kurve berechneten Werte von $\vartheta_1 + \vartheta_2$.

Im allgemeinen ist bei nicht zu enger Koppelung der Einfluß von A viel größer als der von B, vor allem, wenn ϑ_2 wesentlich kleiner ist als ϑ_1. Es wird also durch zu enge Koppelung die Dämpfung der Wellen zu groß erhalten. In Fig. 2 ist als Beispiel einer Meßreihe

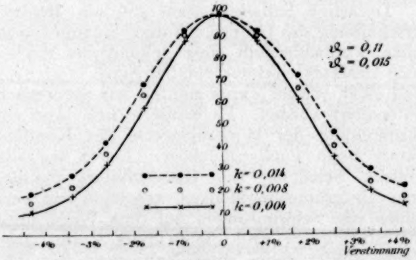


Fig. 2.

an Systemen mit den Dekrementen $\vartheta_1 = 0{,}11$ und $\vartheta_2 = 0{,}015$ dargestellt. Die Koppelung betrug der Reihe nach $k = 0{,}004$, $0{,}008$, $0{,}014$. Man sieht, wie die Resonanzkurve immer breiter ausfällt. Bei der letzten Kurve ergibt sich das Dekrement schon ca. 30 Proz. zu groß.

Bei dieser Messung erhält man zunächst nur $\vartheta_1 + \vartheta_2$; um ϑ_1 selbst zu erhalten, muß ϑ_2 für sich bestimmt werden. Dies geschieht durch Vermehrung des Dekrements ϑ_2 um einen bekannten Betrag, indem ein Zusatzwiderstand eingeschaltet wird. Auch bei dieser Messung bewirkt die zu enge Koppelung einen Fehler, indem statt ϑ_2 $\vartheta_2 + \frac{\pi^2 k^2}{\vartheta_1}$ gemessen wird.

Macht man die Koppelung noch enger, so tritt unter Umständen die Korrektion B

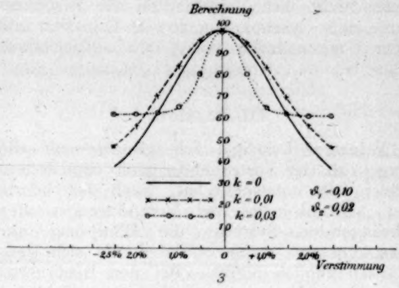


Fig. 3.

mehr in den Vordergrund. Dies hat die eigentümliche Wirkung, daß der obere Teil der Resonanzkurve zu steil ausfällt. Fig. 3 (Berechnung) und Fig. 4 (Beobachtung) geben ein Bild der Erscheinung.

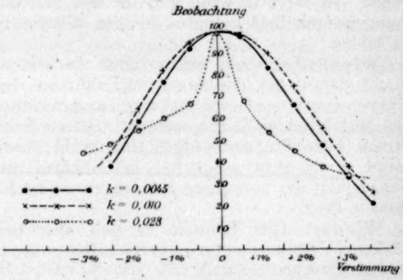


Fig. 4.

Zu enge Koppelung bewirkt demnach erhebliche Fehler bei der Messung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der Resonanzmethode. Um dieselben zu vermeiden, muß man k^2 nicht nur klein gegen 1 machen, sondern, wie aus obiger Formel leicht ersichtlich, klein gegen $\frac{\vartheta_1 \vartheta_2}{\pi^2}$; in den gewöhnlichen Fällen ($\vartheta_1 = 0{,}1$ $\vartheta_2 = 0{,}01$) muß also k^2 klein gegen 10^{-4}, in extremen Fällen sehr geringer Dämpfung ($\vartheta_1 = 0{,}01$ $\vartheta_2 = 0{,}005$) klein gegen $5 \cdot 10^{-6}$ sein.

Bei großen Energiemengen im Oszillator wird es meist leicht sein, diese Bedingung zu erfüllen. Anders bei kleinen Kapazitäten und niedrigen Potentialen. Die Anordnungen der Praxis der Telegraphie ohne Draht mit Hitzdrahtinstrument usw. reichen dann nicht mehr aus, man muß schon zu empfindlichen Bolometeranordnungen oder Thermoelementen greifen. Aber auch hier ist Vorsicht am Platze; z. B. gelang es mir mit meinem ziemlich empfindlichen Bolo-

meter nicht mehr, einwandfrei die Resonanzkurve eines Systems von 200 cm Kapazität und einer Funkenstrecke von 3 mm aufzunehmen.

(Eingegangen 19. September 1907.)

Diskussion.

Wiener (Leipzig): Ich gestatte mir die Frage, ob der Vortragende noch eine andere Fehlerquelle untersucht hat. Nach der Theorie von Abraham ist bei Veränderungen des schwingenden Systems die Dämpfung nur dann konstant, wenn es dabei mit sich geometrisch ähnlich bleibt. Bei den Bjerknesschen Versuchen wird nur die Länge, nicht der Querschnitt des benutzten Drahtes verändert. Nach Schätzungen, die ich vor einiger Zeit vorzunehmen Gelegenheit hatte, fällt diese experimentelle Abweichung von der Theorie sehr stark ins Gewicht, jedenfalls bei den Bjerknesschen Versuchen selbst. Will man jedoch auf solche Einflüsse nicht näher eingehen, so tut man wohl gut, für die Verstimmungen nach beiden Seiten hin die Mittelwerte zu bilden.

Wien: Zenneck weist schon in seinem Buche darauf hin, daß man, um Fehler aus der Unsymmetrie der Resonanzkurve zu vermeiden, das Mittel beider Seiten nehmen müßte. Sehr genaue Dämpfungsmessungen sind wohl überhaupt noch nicht möglich. Ich schätze die Genauigkeit der bisherigen Messungen auf höchstens 5 Proz.

Wiener: Hier handelt es sich aber bei stärkeren Verstimmungen um beträchtlich größere Fehler.

M. Wien: Das ist wohl möglich; ich vermag es jedoch nicht zu übersehen, da ich mich mit der von Herrn Wiener erwähnten Fehlerquelle bisher noch nicht beschäftigt habe.

Rausch v. Traubenberg (Berlin): Die Dämpfung des Resonanzkreises läßt sich meiner Ansicht nach bequem durch Anregung desselben mittels kontinuierlicher elektrischer Schwingungen bestimmen. Auf diese Weise gelingt es noch sehr feine Unterschiede in der Dämpfung nachzuweisen. Um die Genauigkeit der Methode zu prüfen, kann man ja einen Widerstand, dessen Dämpfungsanteil bekannt ist, in den Resonanzkreis einfügen. Die aus der Resonanzkurve gewonnenen Werte gaben gute Übereinstimmung mit den berechneten.

Braun (Straßburg): Sobald es sich um eine Funkenstrecke handelt, hat man, wie Sie wissen, keine konstante Dämpfung mehr und die einfache Rechnungsweise wird bedenklich. Bei mir hat sich ein Praktikant die Mühe gemacht, das zu korrigieren, aber das Verfahren führt zu willkürlichen Annahmen und komplizierten Formeln, so daß man es kaum anwenden kann.

Wiener: Ich glaube, daß man den Funkeneinfluß durch induktive Erregung des Senders unschädlich machen sollte.

P. Spies (Posen), Ein Versuch, betreffend Tonübertragung mittels elektrischer Wellen.

Während bei der Poulsenschen Methode des Fernsprechens mittels elektrischer Wellen die Erzeugung der Schwingungen durch einen Lichtbogen erfolgt, also eine Starkstromquelle voraussetzt, kann man die Übertragung einzelner Töne mit außerordentlich einfachen Mitteln erzielen. Wenn man nämlich den Strom einer Drahtrolle mit Hilfe der hierzu üblichen Vorrichtungen im Tempo der Schwingungen einer Saite oder Pfeifenzunge unterbricht, so läßt sich durch die elektromotorische Kraft der Selbstinduktion ein dem Unterbrechungsfunken parallel geschalteter Luftleiter mit Gegengewicht in Schwingungen versetzen. Diese betätigen an der empfangenden Station einen geeigneten Detektor und geben in einem telephonischen Hörer den Ton des Unterbrechers wieder.

Derartige Schwingungen, die als Begleiterscheinung des Unterbrechungsvorganges auch ohne Vorhandensein einer sekundären Wickelung auftreten, sind vornehmlich durch Walter[1]), und zwar sowohl experimentell wie theoretisch untersucht worden. Es handelte sich dabei um Klarstellung der Wirkungsweise des Kondensators beim Funkeninduktor. Legen wir die übliche Schaltung des Kondensators parallel zum Unterbrechungsfunken zugrunde, so verlaufen die Schwingungen auf dem Wege über die Stromquelle und die primäre Rolle. Der Funke bildet dabei einen Nebenweg, der, abgesehen davon, daß er die Wirkung des Induktors beeinträchtigt, im besonderen auch diese Schwingungen stört. Um zu einer quantitativen Schätzung der Verhältnisse bei jenem Schwingungsvorgange zu gelangen, nimmt Walter den Widerstand des Funkens unendlich groß an und er hat dazu, wie seine Versuche zeigen, bei Anwendung eines Kondensators von genügender Größe das Recht.

Wesentlich anders spielt sich der hier in Rede stehende Schwingungsvorgang ab. Schaltet man parallel zum Unterbrechungsfunken eine Kapazität, die viel zu klein ist, um ihn zu unterdrücken, so werden ihre beiden Belegungen durch den Extrastrom geladen, entladen sich aber sofort wieder und zwar in oszillatorischer Weise über den Funken allein. Dieser ist also jetzt wesentlich für das Zustandekommen

1) Wied. Ann. **62**, 300, 1897.

der Schwingungen, und man kann ihn während der kurzen Zeit, in der sich die Schwingungen abspielen, als einen guten Leiter ansehen, zumal er nicht durch den Kondensator geschwächt wird. Hingegen dient die Drahtrolle nur zur Ladung, bildet aber keinen Teil der Schwingungsbahn.

Mit zwei kleinen Luftleitergebilden, wie sie bei dem bekannten Demonstrationsapparat für drahtlose Telegraphie gebraucht werden, kann man die Ausbreitung der Schwingungen nachweisen. Als Detektor wird hier eine Schlömilchsche Zelle benutzt, die in üblicher Weise mit einem Telephon in Reihe geschaltet ist. Man hört deutlich den Ton eines kleinen Unterbrechers, der im Nebenzimmer aufgestellt ist. Sowohl beim Geber wie beim Empfänger ist eine kleine regulierbare Selbstinduktion angebracht. Das Einschalten weniger (5—10) Windungen von 8 cm Durchmesser genügt, um eine Verstimmung herbeizuführen, die sich durch entsprechende Nachregulierung am anderen Apparate wieder beseitigen läßt. Wenn man hingegen eine Selbstinduktion von viel höherem Betrage, z. B. eine Rolle von 0,00025 Henry in den Stromkreis des Unterbrechers einschaltet, so ändert dies an der Resonanz nichts, ein Beweis für den Unterschied dieser Schwingungen von denjenigen beim Induktor.

Der Vorgang ist insofern analog den Poulsenschen Versuchen, als auch hier jede einzelne Schallschwingung durch eine große Zahl von elektrischen Wellen ausgelöst wird, deren Schwingungszahl weit jenseits der Grenze der Hörbarkeit liegt; sie beträgt hier etwa $3 \cdot 10^7$ pro Sekunde.

Ich habe auch versucht, den Unterbrecher durch ein Mikrophon zu ersetzen. Man kann aber selbst einen lauten Ton auf diese Weise nur mangelhaft übertragen. Hingegen ist es nicht ausgeschlossen, daß man die Möglichkeit, mittels einer solchen einfachen und sehr sicher wirkenden Vorrichtung Morsezeichen zu geben, auch praktisch verwertet. Ich selbst habe die Versuche bis jetzt nur ausgedehnt auf eine Entfernung von etwa 20 m, wobei die Apparate durch mehrere dicke Mauern getrennt waren.

(Eingegangen 23. September 1907.)

Diskussion.

v. Oettingen (Leipzig): Verzeihen Sie, ich habe nicht verstanden, wodurch die Tonwirkung entsteht.

Spies: Die Schaltung ist so, daß die obere Kapazität durch einen Draht in Verbindung steht mit einem Detektor, also mit einer Schlömilchzelle. Hier unten ist die andere Kapazität. Der Widerstand einer solchen Zelle wird verringert, wenn Schwingungen hindurchgehen. Das mit dem Detektor und einer Batterie in Reihe geschaltete Telephon bekommt dadurch einen Stromstoß, im ganzen also so viel Stöße, als im Geber Unterbrechungen sind.

v. Oettingen: Sie sprachen von Millionen.

Spies: Schwingungen, aber nicht Stöße; jede Gruppe von Schwingungen gibt einen Stoß. — Ich habe übrigens auch versucht, die Sprache so zu übertragen; das geht aber nicht gut. Ich glaube nicht, daß ein Mikrophon ein geeigneter Apparat zur Übertragung der Sprache ist, wenn man es so kräftig erregt, daß Funken entstehen, und ohne diese Öffnungsfunken geht es eben nicht.

v. Oettingen: Wieviel Unterbrechungen machen Sie?

Braun (Straßburg): Wohl 100 bis 200.

Spies: Nein, es sind doch mehr; es ist ein ganz kleiner Unterbrecher.

Berndt (Cöthen): Ich möchte bemerken, daß man den Ton, der der Schwingungszahl des Unterbrechers entspricht, mit einer Schlömilchzelle auch bei einer einfachen Marconischaltung sehr deutlich hören kann.

Spies: Das ist ein ganz ähnlicher Effekt; im Grunde ist dies ja auch eine Marconischaltung, jedoch ohne Anwendung einer Sekundärrolle.

Berndt: Dazu braucht man doch keine besonderen Vorrichtungen.

Spies: Dies sind ja auch keine.

P. Spies (Posen), Ein elektrochemisches Chronoskop.

Wenn man ein Voltameter so einrichtet, daß es zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen geeignet ist, so läßt es sich auch als Chronoskop benutzen. Anstatt wie bei der gewöhnlichen Anwendung des Voltameters die Zeit nach der Uhr zu bestimmen und dann aus der Quantität der Zersetzungsprodukte einen Schluß auf die Stromstärke zu ziehen, hat man nun umgekehrt die Stromstärke direkt zu messen und ermittelt mit Hilfe des Voltameters die Dauer des Stromdurchganges, und damit die Dauer eines beliebigen Vorganges, den man so ablaufen läßt, daß seine Dauer mit der des Stromes übereinstimmt.

Das einzige Voltameter, das hierfür in Frage kommen dürfte, ist das Knallgasvoltameter. Allerdings kann man die abgeschiedenen kleinen Gasmengen nicht in der üblichen Weise messen, sondern man bestimmt sie durch das Volumen der von ihnen verdrängten Flüssigkeit. So kommt man auf die Form des bekannten Hofmannschen Apparates, mit der Abänderung, daß das Steigrohr durch eine

ziemlich enge Kapillare von 1 bis 2 qmm Querschnitt gebildet wird.

Die Messung erfolgt an diesem Steigrohre, nicht, wie sonst üblich, an den Gasentwicklungsrohren. Außer der größeren Empfindlichkeit gewährt dieses Verfahren den Vorteil, daß die Gasblasen, die an den Elektroden sitzen bleiben und bei der gewöhnlichen Messungsmethode nicht berücksichtigt werden, an der Verdrängung teilnehmen und demnach mitgemessen werden.

Da bei größeren Steighöhen die abgeschiedenen Gase unter einem Überdruck stehen, wird die Angabe des Instrumentes verhältnismäßig geringer als bei kleinen Steighöhen. Diesen Fehler kann man beseitigen, indem man am oberen Ende des Steigrohres einen luftverdünnten Raum anbringt. Dazu ist das übliche, hier befindliche Ansammlungsgefäß mit Hähnen versehen und kann mit einer kleinen Luftpumpe verbunden werden. Saugt man hier so lange, bis ein neben dem Steigrohr befindliches, mit Säure gleicher Dichte gefülltes und gleichzeitig angesaugtes Gefäßmanometer denselben Stand zeigt wie die Flüssigkeit im Steigrohr, so steht das entwickelte Gas unter atmosphärischem Druck. Relative Messungen lassen sich also ziemlich einfach ausführen. Bei den meisten Demonstrationen wird man auf jene Kompensation verzichten können. Auch auf eine Messung des zur Anwendung gelangenden Stromes kann man bei relativen Messungen verzichten; nur muß man dafür sorgen, daß der Strom während der beiden zu vergleichenden Vorgänge genau der gleiche ist.

Es ist vorteilhaft, die Zahl der zu benutzenden Akkumulatoren möglichst groß zu wählen und dafür mit eingeschaltetem Widerstand zu arbeiten, da auf diese Weise alle Störungen, z. B. Änderung der Gegenkraft der Polarisation, wenig ins Gewicht fallen.

Die Genauigkeit eines derartigen Voltameters ist naturgemäß ebenso groß oder, wenn man so will, ebenso gering wie die des Knallgasvoltameters überhaupt. Die Absorption des Gases scheint keine größere Rolle zu spielen, als bei Messungen, die sich über längere Zeit ausdehnen. Bereits vor dem eigentlichen Versuche muß man, wie üblich, eine Zeitlang Strom durch den Apparat schicken. Dann ist die Zeit zwischen Stromschluß und dem Einsetzen der endgültigen Stromstärke außerordentlich kurz. Ich habe dieses durch Versuche mit der Braunschen Röhre feststellen können. Dementsprechend ist es auch ohne großen Einfluß auf die Angaben des Instrumentes, wenn man durch einen sehr schwachen Strom, der bis unmittelbar zum Beginn des eigentlichen Versuchs dauert, die Platten bereits vollständig auf die Polarisationsspannung auflädt. Man kann dies sehr einfach erreichen, indem man zum Beispiel einen hohen Widerstand parallel zu dem Ausschalter legt, der zu Beginn des zu messenden Vorganges den normalen Strom einschalten soll. Der Ausschalter schließt dann den Widerstand kurz. Die hierdurch erzielte Verbesserung ist, wie gesagt, nicht groß.

Das hier befindliche Exemplar des Apparates hat bei einer Stromstärke von 1,43 Amp. eine Empfindlichkeit von 0,003 Sekunden pro Teilstrich. Das genügt zum Beispiel vollkommen, um den freien Fall für 80 bzw. 20 cm Höhe zu zeigen. Theoretisch beträgt der Fallraum 0,404 bzw. 0,202 Sekunden, so daß wir 134,6 bzw. 67,3 Teilstriche erhalten müssen, Größen, die sich durch Projektion bequemer sichtbar machen lassen, als bei einem anderen mir bekannten Chronoskop.

Als weitere Vorteile des Apparates glaube ich folgende hervorheben zu dürfen:

1. Er hat keine beweglichen Teile, die das Ein- und Ausrücken vermitteln.
2. Er stellt ein eichbares Chronoskop dar.
3. Der Wert eines Skalenteiles ist in den verschiedenen Teilen der Skala konstant; er läßt sich in weiten Grenzen durch Wahl einer entsprechenden Stromintensität variieren und dadurch den verschiedenen Zwecken anpassen. Soll etwa die Geschwindigkeit eines Geschosses bei einer Strecke von nur 10 m gemessen werden, wozu beispielsweise eine Zeit von 0,02 Sekunde gehöre, so wird man die Stromstärke dreimal so groß wählen wie oben angegeben, so daß man 20 Teilstriche erhält.

(Eingegangen 23. September 1907.)

Diskussion.

Bollé (Charlottenburg): Wodurch ist es gewährleistet, daß der Strom in demselben Augenblicke eingeschaltet wird, in welchem der zu messende Vorgang beginnt?

Spies: Das läßt sich auf verschiedene Weise erreichen. Ich benutze hier einen primitiven, aber gut funktionierenden Doppelkontakt, der einerseits den Voltameterstrom einschaltet, andererseits in demselben Moment den Elektromagnet an der Fallmaschine kurz schließt, so daß die daran hängende Eisenkugel abfällt. Übrigens sind hier mancherlei Varianten möglich; man kann z. B. mit dem Dreileitersystem arbeiten u. dgl. m.

Bollé: Aber eine wirkliche Gleichzeitigkeit zu bekommen, ist beim Stromschluß viel schwerer als bei einer Unterbrechung; denn letztere ist schärfer definiert und daher bei kurzen Zeiten für jedes brauchbare Chronoskop geboten.

Spies: Unterbrechen, anstatt zu schließen

kann ich, wie angedeutet, mittels des Dreileitersystems, wenn das Voltameter zunächst stromlos im Mittelleiter liegt; der Elektromagnet der Fallmaschine liegt in dem einen der Außenleiter, und beim Unterbrechen dieses Stromkreises erhält das Voltameter Strom.

G. Mie (Greifswald), Die optischen Eigenschaften kolloidaler Goldlösungen.

Einige Jahre hindurch war in der Optik das Schlagwort der optischen Resonanz sehr gebräuchlich. Vor allem reizten die interessanten Farbenerscheinungen an fein verteilten Metallen dazu, den Begriff der Resonanz auf sie anzuwenden. Seit der schönen Entdeckung des ultramikroskopischen Verfahrens von Siedentopf und Zsigmondy gewann die Frage noch besonders an Interesse, weil man ihrer Lösung nun experimentell näher kommen konnte. Ferner kam dazu, daß man die wichtigen theoretischen Untersuchungen von Planck über das Verhalten eines aus dicht nebeneinander liegenden elektrischen Resonatoren bestehenden Körpers an Präparaten aus kolloidalen Metallen glaubte nachprüfen zu können.

Freilich findet man bald, wenn man die bisherigen theoretischen Erwägungen näher ansieht, daß sie doch mit sehr vagen Begriffen operieren. So bleibt es beispielsweise unklar, ob man die Absorption des Mediums mit dem durch die diffuse Strahlung der kleinen Teilchen bedingten Lichtverlust zu identifizieren hat, wie es in der Planckschen Theorie geschieht, oder ob noch eine richtige Absorption in den Metallteilchen stattfindet. Es ist noch nicht einmal festgestellt, ob zwischen Theorie und Messung wirklich Übereinstimmung in der wichtigen Frage herrscht, wie sich das Absorptionsmaximum mit der Teilchengröße verschiebe. Auch abgesehen hiervon gibt es noch andere sehr schwer wiegende Bedenken gegen die Resonanztheorie, ich will als Beispiel nur auf die von Pockels gemachten Einwände hinweisen.

Nichtsdestoweniger spielt auch noch heute die optische Resonanz eine große Rolle in den Versuchen, die man zur Erklärung der Farben kolloidaler Metallösungen macht. Ich erwähne nur, daß die zusammenfassende Monographie von Zsigmondy über kolloidale Lösungen[1]) noch ganz auf diesem Standpunkt steht.

Unter diesen Umständen hielt ich es für wichtig, daß einmal Versuche und Messungen angestellt würden, die die Anwendung irgendwie dehnbarer Begriffe unmöglich machten, und wirklich eine scharfe Entscheidung der Frage lieferten. Ich veranlaßte deswegen Herrn Steubing im Greifswalder Institut Messungen anzustellen, nur an einer kleinen Zahl von Lösungen, indem aber an jeder einzelnen Lösung alles berücksichtigt werden sollte, was für die Beantwortung der Frage wichtig zu sein schien.

Herr Steubing, dessen Arbeit bald ausführlich veröffentlicht werden wird, beschränkte sich auf Lösungen von kolloidalem Gold in Wasser, die er auf chemischem Wege herstellte, meistens mit Hydrazin, teilweise auch mit ätherischer Phosphorlösung. Er richtete sein Bestreben ganz besonders darauf, daß er Lösungen bekam, die möglichst gleichartige Teilchen enthielten, sowohl der Farbe, als auch der Helligkeit nach, wenn man sie im Ultramikroskop beobachtete. Die Teilchen durften ferner nicht zu klein sein, so daß man sie noch zählen konnte. Von allen Lösungen, die er sich herstellte, unterwarf er schließlich acht der ausführlichen Untersuchung. Es waren das drei rubinrote Lösungen mit ganz verschiedener Teilchengröße, ferner drei tiefblaue Lösungen, deren diffuse Ausstrahlung braungelb aussah, eine violette Lösung, die im Gegensatz zu den anderen doch recht verschiedenartige Teilchen aufwies, endlich eine schwach absorbierende grünblaue Lösung, die besonders dadurch sehr auffällig war, daß sie bei einer verhältnismäßig beträchtlichen Teilchengröße nur eine sehr schwache grünlichgraue diffuse Ausstrahlung zeigte.

An jeder dieser Lösungen wurden die folgenden Messungen und Beobachtungen gemacht:

Erstens wurde mit einem vorzüglichen König-Martensschen Spektralphotometer von Schmidt & Haensch die Absorptionskurve in bekannter Weise ermittelt.

Zweitens wurde die Intensität des seitlich ausgestrahlten Lichtes und zwar in der Richtung senkrecht zu dem durch die Lösung gehenden Lichtstrahl gemessen, im Vergleich zur Stärke des durchgehenden Lichtes. Und zwar wurden zwei verschiedene Messungsreihen gemacht, indem einmal der Teil der Ausstrahlung genommen wurde, dessen Schwingungsrichtung senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl stand, das andere Mal dagegen der Teil, dessen Schwingungsrichtung parallel dem einfallenden Lichtstrahl war. In allen Fällen war dieser zweite Teil nur ein ganz geringer Bruchteil des ersten (höchstens etwas mehr als 1 Proz.), doch schien es uns für die theoretische Erkenntnis wichtig zu sein, auch ihn genau zu untersuchen. Wie diese Messungen angestellt wurden, werde ich im folgenden noch sagen.

Drittens wurde im Ultramikroskop die Zahl der Teilchen im cmm ermittelt.

Viertens wurde der Goldgehalt durch eine

1) Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide G. Fischer, Jena 1905.

Art Elektrolyse ermittelt. Es wurde ein elektrischer Strom hindurchgeleitet, wobei sich die Goldteilchen auf der Platinkathode niederschlugen. Herr Steubing glaubte, so am leichtesten die suspendierten Goldteilchen vollständig bekommen zu können.

Fünftens wurde noch der Polarisationszustand des seitlich ausgestrahlten Lichtes im Ultramikroskop mit Hilfe eines Babinetschen Kompensators festgestellt. Bei diesen Versuchen wurde mit polarisiertem Lichte beleuchtet, dessen Schwingungsrichtung entweder senkrecht zur Mikroskopachse war (erste Hauptlage des Polarisators) oder parallel dazu (zweite Hauptlage). Es zeigte sich stets geradlinig polarisiertes Licht, gemischt mit unpolarisiertem Licht, niemals sandten die von Herrn Steubing benutzten Lösungen elliptisch polarisiertes Licht aus. Bei der ersten Hauptlage des Polarisators war fast alles Licht geradlinig polarisiert, nur wenig unpolarisiertes war beigemischt. Bei der zweiten Hauptlage war umgekehrt das Licht fast ganz unpolarisiert, nur bei einigen Lösungen zeigte sich eine Spur polarisierten Lichtes dabei.

Die Messung des seitlich zerstreuten Lichtes wurde in der Weise ausgeführt, daß die Lösung in einem Stückchen Glasrohr, das in geeigneter Weise mit Fenstern aus dünnem Deckglas versehen war, vor den einen Spalt des Photometers gebracht wurde. Man ließ nun durch die Lösung ein Lichtbündel in ganz derselben Weise hindurchgehen, wie bei ultramikroskopischen Beobachtungen, und zwar so, daß die engste Einschnürung des Lichtbündels gerade vor dem Spalt war. Man bekam dann also in diesen Spalt hinein einen bestimmten Bruchteil des seitlich zerstreuten Lichtes. In den andern Spalt wurde durch ein unter 45^0 aufgestelltes Deckglasplättchen ein Teil des beleuchteten Lichtbündels direkt hineinreflektiert, die Stelle der engsten Einschnürung lag gerade im Spalt, der so breit gewählt wurde, daß er nichts mehr abblendete (s. Fig. 1). Durch geeignete

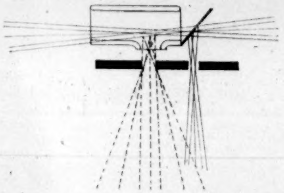


Fig. 1.

Rauchgläser wurde dies direkt reflektierte Lichtbündel so weit abgeschwächt, daß es bequem mit dem von der Lösung ausgestrahlten Licht zu vergleichen war. Es ließen sich alle Daten ermitteln, welche noch nötig waren, um aus diesen Messungen die ganze Lichtmenge zu berechnen, die 1 cmm der Lösung ausstrahlt, wenn es von einem Lichtstrahl von der Intensität 1 durchleuchtet wird. Man kann so feststellen, ob wirklich die Absorption in der Lösung hauptsächlich auf der seitlichen Ausstrahlung beruhe oder nicht. An allen Lösungen wurde festgestellt, daß die seitliche Ausstrahlung nur einen kleinen Bruchteil des ganzen Lichtverlustes ausmacht.

Ich will Ihnen hier nur die an den drei rubinroten Lösungen gewonnenen Messungsresultate zeigen (Fig. 2 und 3). Die Durch-

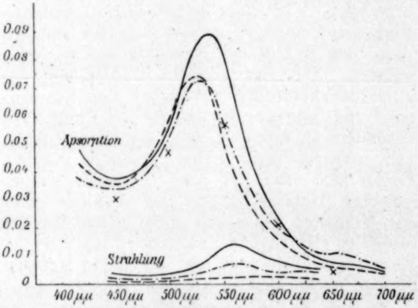


Fig. 2. Absorption und diffuse Strahlung 0,0025 prozentiger rubinroter Goldlösungen pro cmm.
——— Teilchendurchmesser 51 $\mu\mu$
.—.—.— Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$
– – – – – – Teilchendurchmesser ca. 20 $\mu\mu$
× Absorption, für den Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$ berechnet.

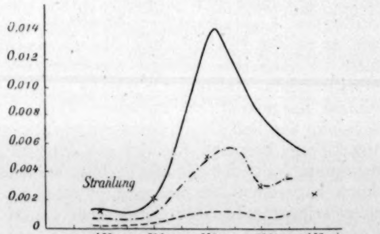


Fig. 3. Diffuse Strahlung der 0,0025 prozentigen rubinroten Goldlösungen, in größerem Maßstab gezeichnet.
——— Teilchendurchmesser 51 $\mu\mu$
.—.—.— Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$
– – – – – – Teilchendurchmesser ca. 20 $\mu\mu$
× Strahlung, für den Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$ berechnet.

messer der Goldteilchen sind, unter Annahme von Kugelgestalt, aus der ultramikroskopisch ermittelten Zahl und aus dem durch Elektrolyse gefundenen Goldgehalt, berechnet zu 20 $\mu\mu$, 36 $\mu\mu$ 51 $\mu\mu$. Die erste Zahl (20 $\mu\mu$) ist nur geschätzt, da die Teilchen für das beim Zählen benutzte nicht sehr lichtstarke Objektiv schon zu klein waren. Die Kurven sind aus den gemessenen Zahlen nach Umrechnung auf ein

und denselben Goldgehalt (0,025 mg Gold in 1 ccm) konstruiert. Man sieht folgendes an ihnen:

Erstens: die Absorptionskurve ändert sich bei einem bestimmten Goldgehalt nur wenig mit der Größe der Teilchen. Vor allen Dingen verschiebt sich die Lage des Absorptionsmaximums kaum, es liegt stets zwischen 525 $\mu\mu$ und 530 $\mu\mu$ Wellenlänge. Auch sonst ist der Verlauf der Kurven in allen drei Lösungen sehr ähnlich. Nur steigt die Absorptionskurve für die Lösung mit den gröbsten Teilchen an der Stelle des Maximums der Absorption um ca. 20 Proz. höher als die der beiden andern Lösungen.

Zweitens: die ausgestrahlte Lichtmenge ist nur ein geringer Bruchteil des im ganzen absorbierten Lichtes. Die Absorption beruht also im wesentlichen auf einer wirklichen Vernichtung des Lichtes in den suspendierten Goldpartikelchen.

Drittens: die Kurven der diffusen Strahlung sind ihrer absoluten Höhe nach für die drei Lösungen sehr verschieden, aber sie verlaufen für alle drei ziemlich ähnlich. Sie haben alle drei ein Maximum, das etwas weiter nach der Seite der langen Wellen hin liegt, als das Maximum der Absorptionskurve (in der Gegend von 570 $\mu\mu$). Abgesehen von diesem ähnlichen Maximum verlaufen die Kurven recht verschieden von den Kurven der Absorption.

Viertens: Die Ordinaten der drei Strahlungskurven verhalten sich überall ungefähr so wie die Zahlen 1 : 6 : 14, es ist das ungefähr das Verhältnis der dritten Potenzen der Teilchendurchmesser ($20^3 : 36^3 : 51^3$), d. h. das Verhältnis der Teilchenvolumina.

Im roten Teil des Spektrums sind diese Gesetzmäßigkeiten am schlechtesten ausgeprägt. Es liegt das aber wahrscheinlich einfach daran, daß es nicht möglich war, die Lösungen ganz frei von den für die blauen Lösungen charakteristischen stark strahlenden rotgelben Teilchen zu bekommen, die besonders die Strahlungsmessungen im roten Teil des Spektrums fälschen müssen, und zwar um so stärker, je geringer das Strahlungsvermögen der grünen Teilchen selber ist.

Ähnliche Resultate ergaben die blauen Lösungen. Nur lagen bei ihnen die Maxima der Kurven im gelb und rot und waren viel weniger steil. Die Strahlung war verhältnismäßig stärker als bei den roten Lösungen. Ferner waren die Kurven der verschiedenen Lösungen doch nicht so einförmig gleichartig, wie die der roten. Jedenfalls ergab sich aber auch hier mit voller Sicherheit, daß Farbe der Lösung und Teilchengröße in keinem gesetzmäßigen Zusammenhang miteinander stehen.

Aus allen diesen Tatsachen folgt, wie mir scheint, unwidersprechlich, daß in kolloidalen Goldlösungen von irgendwelchen Resonanzerscheinungen nicht die Rede sein kann. Ich habe mich, nachdem dieses Resultat gewonnen war, bemüht, eine theoretische Erklärung für die Farbe der Lösungen zu gewinnen. Das einfachste wäre es wohl gewesen, die Rayleighsche Theorie der trüben Medien einfach für Partikelchen mit den eigentümlichen optischen Eigenschaften der Metalle zu verallgemeinern. Indessen geht das doch nicht ohne weiteres, weil in den untersuchten Goldlösungen die Partikelchen so groß sind, daß man sie keineswegs mehr gegen die Lichtwellenlänge unendlich klein setzen darf, wie es die Rayleighsche Theorie verlangt. Ich habe deswegen das Problem der Zerstreuung des Lichtes an kleinen Partikelchen zunächst einmal für den Fall durchgerechnet, daß diese Partikelchen kugelförmig, optisch homogen, metallisch sind. Man bekommt da für das seitlich zerstreute Licht eine, oder genauer zwei Reihen nach Kugelfunktionen. Man kann sich aber bei Kügelchen, die nicht größer sind, als die Teilchen in den von Herrn Steubing untersuchten Lösungen, ganz gut auf das erste Glied beschränken. Sind die Partikelchen äußerst klein, so bekommt man natürlich die bekannte Rayleighsche Formel:

$$N \cdot \frac{24 \cdot \pi^3 \cdot V^2}{\lambda'^4} \cdot \left| \frac{n_0^2 - n_1'^2}{2 n_0^2 + n_1'^2} \right|^2,$$

wo N die Zahl der Partikelchen in 1 cmm, V das Volumen eines von ihnen, λ' die Wellenlänge in Wasser, n_0 den Brechungsexponenten des Wassers, n_1' den komplexen Brechungsexponenten des Goldes $n \cdot (1 - i\varkappa)$ bedeuten; durch die beiden Vertikalstriche soll angedeutet sein, daß der absolute Betrag des zwischen ihnen stehenden komplexen Wertes zu nehmen ist. Für die untersuchten Lösungen, deren Teilchen schon recht groß sind, ist aber diese Formel nicht mehr genau, man muß sich da die Brechungsexponenten mit Faktoren versehen denken, etwa so:

$$N \cdot \frac{24 \cdot \pi^3 \cdot V^2}{\lambda'^4} \cdot \left| \frac{a \cdot n_0^2 - b \cdot n_1'^2}{2 c \cdot n_0^2 + d \cdot n_1'^2} \right|^2,$$

wo die a, b, c, d mit kleiner werdendem V sich mehr und mehr der 1 nähern.

Immerhin stellt die Rayleighsche Formel schon eine grobe Näherung dar, denn aus ihr sind die beiden Gesetzmäßigkeiten, die die Messungen in groben Zügen aufweisen, zu erklären, nämlich: 1. daß der Verlauf der Strahlungskurve für alle Teilchengrößen ähnlich ist; 2. daß bei gleichem Goldgehalt ($N \cdot V =$ const) die Ordinaten der Strahlungskurven den Teilchenvolumina V proportional sind. Daß aber die Kurve einen so gänzlich anderen Verlauf hat, wie das für isolierende Teilchen gültige

Rayleighsche Gesetz (proportional mit λ'^{-4}), liegt einfach daran, daß bei den Metallen der Ausdruck $(n_0^2 - n_1'^2)/(2n_0^2 + n_1'^2)$ ganz außerordentlich stark mit der Wellenlänge variiert, so daß dadurch die Veränderung des Faktors λ'^{-4} gänzlich verdeckt wird.

Auch den Absorptionskoeffizienten kann man leicht berechnen. Man findet für verdünnte Lösungen, die wir hier allein betrachten, wenn die Teilchen unendlich klein sind:

$$\varkappa = N \cdot V \cdot \frac{6\pi}{\lambda'} \mathfrak{Jm}\left(\frac{n_0^2 - n_1'^2}{2n_0^2 + n_1'^2}\right).$$

Das Symbol $\mathfrak{Jm}(\,)$ soll bedeuten, daß der imaginäre Teil des komplexen Ausdruckes zu nehmen ist. Bei den zu den Messungen verwendeten Lösungen muß man auch hier die Koeffizienten a, b, c, d hinzufügen. Indessen kann die Formel ohne diese Koeffizienten schon als grobe Näherung gelten. Man sieht daraus, daß die Absorptionskurve bei gleichem Goldgehalt ($N \cdot V =$ const) für alle Lösungen dieselbe ist, ganz unabhängig von der Größe der Teilchen.

Sehr auffallend ist es, daß der Absorptionskoeffizient $\varkappa$ der kolloidalen Lösung eine ganz andere Größe ist, als der des festen Metalles. Ich habe einige Punkte der theoretisch gefundenen Kurven, sowohl für Strahlung als auch für Absorption, für den Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$ berechnet, indem ich die optischen Konstanten des Goldes aus den neuesten Messungen von Hagen und Rubens in die Formeln einsetzte. Die berechneten Werte sind als Kreuzchen in Fig. 2 u. 3 eingetragen.[1]) Man sieht, daß sie im allgemeinen mit den gemessenen Werten recht gut stimmen. Die Abweichung der Strahlenkurve im Rot erklärt sich aus der nicht zu vermeidenden Anwesenheit einiger stark strahlenden rotgelben Teilchen. Die Abweichung der Absorptionskurve im kurzwelligen Teil des Spektrums ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß, wie auch Hagen und Rubens bemerken, aus den Messungen der Reflexion und Absorption der komplexe Brechungsexponent $n \cdot (1 - i\varkappa)$ im violetten Teil des Spektrums nicht ganz sicher zu ermitteln ist.

Wir können jedenfalls folgende Resultate aussprechen.

1. Die optischen Eigenschaften der rubinroten Goldlösungen sind vollständig zu erklären unter der Annahme, daß die Partikelchen eine kugelartige Gestalt haben.

2. Das in dieser Form fein verteilte Gold zeigt eine ganz andere Absorption als das feste Gold, es ist nicht blaugrün, sondern rot durchsichtig.

3. Von optischer Resonanz kann in den roten Goldlösungen nicht die Rede sein.

Ob es überhaupt etwas wie Resonanz an kugelförmigen Goldteilchen gibt, ist eine Frage, die ich noch nicht untersucht habe, die ich aber an der Hand der genauen Formeln noch zu beantworten gedenke.

Sicher kann man schon jetzt sagen, daß auch die Farbe der blauen Goldlösungen absolut nichts mit Resonanz zu tun hat. Wie diese Farbe etwa zu erklären sein möchte, darauf möchte ich hier noch nicht eingehen.

Diskussion.

Wiener (Leipzig): Übereinstimmend mit den Ergebnissen des Vortragenden sind die des Herrn Kirchner[1]), den ich vor einigen Jahren zu der optischen Untersuchung der Silberteilchen in Lippmannschen Schichten und zu der Verwendung der Lorenz-Lorentzschen Formel mit komplexen Werten veranlaßte, zu welcher ja auch der Vortragende gelangte. Danach ergab sich der Brechungsexponent jener Silberteilchen mit dem des metallischen Silbers übereinstimmend, trotz der verschiedenen Farbe der Lippmannschen und der kohärenten Silberschichten. Ich würde dann noch gerne wissen, wie die Untersuchungen Ehrenhafts sich zu denen des Herrn Vortragenden verhalten.

Mie: Ich möchte dazu bemerken, daß die von mir soeben gezeigten Kurven sich, außer auf die diffuse Strahlung, gerade auf die Absorption beziehen. Daß diese merkwürdigen Absorptionskurven durch die Theorie zu erklären sind, schien mir sehr interessant. Ehrenhaft ist der Forscher, der speziell in seinen Arbeiten die Ansicht vertritt, daß die Farben der Metallösungen als Resonanzerscheinungen zu deuten seien. Diese Ansicht scheint mir durch die Messungen, über die ich referiert habe, widerlegt zu sein. Ehrenhafts theoretische Formeln sind unbrauchbar, allein schon aus dem Grunde, weil Herr E. annimmt, daß sich die Partikelchen wie vollkommene Leiter verhalten. Es ist das eine Annahme, die man in der Optik nicht machen darf.

Siedentopf (Jena): Ich möchte auf eine bedeutende Publikation von I. C. Maxwell Garnett aus den Jahren 1904/05 in den Trans. Lond. Soc. hinweisen, die ziemlich das gleiche Problem behandelt und soweit ich im Augen-

1) Ich habe hinterher bemerkt, daß meine Rechnung noch nicht ganz genau ist. Indessen werden die Schlußfolgerungen dadurch nicht beeinflußt. In einer ausführlichen Publikation werde ich genauere Werte bringen.

1) Zusatz bei der Korrektur: F. Kirchner, Über die optischen Eigenschaften entwickelter Lippmannscher Emulsionen; Ann. d. Phys. **13**, 239, 1904.

blick beurteilen kann, auch in ähnlicher, wenn auch umfassenderer Weise durchführt.

Ein zweiter Punkt ist die Frage nach den blauen Goldlösungen. Hier ist vielleicht ein Erfolg zu erhoffen, wenn man der Rechnung ellipsoidische Teilchen zugrunde legt. Es wäre ja sehr interessant, wenn die Berechnung zeigte, daß da die blaue Farbe herauskommen muß, oder bei gleicher Orientierung der Teilchen ein blauroter Pleochroismus. Letzteren habe ich beobachtet bei Betrachtung des dünnen blauen metallischen Absatzes, den Goldlösungen in den Reagensgläsern zu erzeugen pflegen, und zwar im streifend durchfallenden Lichte. Dann bekommen die Folgerungen eine neue Stütze, daß bei den roten Lösungen die Teilchen kugelig oder wenigstens annähernd isodiametrisch und bei den blauen Lösungen die Teilchen vielleicht als annähernd blättchenförmige anzunehmen sind.

Mie: Leider sind mir die Publikationen von Maxwell Garnett bisher entgangen, ich kann deswegen seine Ergebnisse mit meinen nicht vergleichen. Es ist mir aber sehr erfreulich, zu hören, daß er zu demselben Resultat gekommen ist, wie ich. Über die blauen Lösungen kann ich noch bemerken, daß wir auch blaue, oder wenigstens violette Lösungen mit sehr kleinen Teilchen gehabt haben, und daß es andererseits auch rote Lösungen mit ziemlich großen Teilchen gibt, wie z. B. die eine von Herrn Steubing gemessene. Kugelform möchte ich übrigens für die Teilchen der roten Lösungen nicht gerade annehmen. Dagegen spricht nämlich das Auftreten einer unpolarisierten diffusen Ausstrahlung, die bei Kugeln nicht zu erklären wäre. Ich möchte eher glauben, daß die Teilchen sehr regelmäßige kleine Kriställchen, z. B. Oktaeder, sind, die man in erster Annäherung mit Kugeln gleichsetzen kann, aber auch nur in erster Näherung. Daß die Kriställchen in den blauen Lösungen als Blättchen oder als Stäbchen auftreten, und daß dadurch die andere Färbung zu erklären sein wird, ist auch mir sehr wahrscheinlich, obwohl mir die interessante Beobachtung eines Pleochroismus, die Herr Siedentopf eben erwähnte, bisher noch unbekannt war.

E. Müller (Heidelberg): Das Hauptresultat der Thomsonschen Resonanztheorie ist ja, daß bei Metallösungen das Polarisationsmaximum des diffus zerstreuten Lichtes unter 120° Neigung gegen den einfallenden Lichtstrahl liegt. Ehrenhaft hat gezeigt, daß das in der Tat der Fall ist. Ich habe das jetzt bei neuen Versuchen, die ich hierüber anstellte, auch gefunden, bei kolloidalen Lösungen findet man das Polarisationsmaximum unter 120° gegen den einfallenden Lichtstrahl. Ehrenhaft glaubte nun weiter, alle optischen Eigenschaften der Metallösungen aus der Teilchengröße erklären zu können. Aus der Wanderung des Polarisationsmaximums bei der Koagulation geht aber nach meinen Untersuchungen, die demnächst in den Annalen erscheinen werden, in Übereinstimmung mit der Auffassung des Herrn Professor Mie hervor, daß es unmöglich ist, aus der Teilchengröße allein alle optischen Eigenschaften der kolloidalen Metallösungen zu erklären.

(Eingegangen 10. Oktober 1907.)

E. Aschkinass (Berlin), Ladungseffekte an Poloniumpräparaten.

Bekanntlich sind die α-Teilchen, die von den radioaktiven Substanzen fortgeschleudert werden, positiv elektrisch geladen. Das ergab sich zunächst aus dem Sinne der Ablenkungen, die jene Strahlen in magnetischen und elektrischen Feldern erleiden. Später erst gelang es, die Ladungen, die von ihnen transportiert werden, auf isolierten Leitern aufzufangen und deren positives Vorzeichen unmittelbar zu erkennen.[1]) Zu diesem Zwecke mußte der Raum, in dem die Beobachtungen angestellt wurden, außerordentlich stark evakuiert werden, da die α-Strahlen ein ungemein hohes Ionisierungsvermögen besitzen, so daß bereits durch die Anwesenheit sehr geringer Gasmengen das Auffangen der mitgeführten Ladungen vereitelt wird. Dennoch hatten die ersten Versuche, die in jener Richtung angestellt wurden, nicht zu dem erwarteten Ergebnis geführt; sie glückten erst, als man die Strahlung der radioaktiven Körper dauernd der Einwirkung eines transversalen magnetischen Feldes unterwarf. Es zeigte sich nämlich, daß die betreffenden Präparate — Radiumbromid im Zustande seiner Minimalaktivität und Polonium — nicht, wie man glaubte, lediglich α-Strahlen emittieren, sondern daneben noch Elektronen von geringer Geschwindigkeit. Die negativen Ladungen dieser letzteren neutralisieren daher unter gewöhnlichen Umständen die Mengen positiver Elektrizität, die von den α-Teilchen mitgeführt werden. Aus diesem Grunde müssen die ausgesandten Elektronen verhindert werden, den isolierten Leiter, auf dem die Ladungen aufgefangen werden sollen, zu erreichen. Ein magnetisches Feld von geringer Intensität genügt bereits, die Bahn der negativen Teilchen so stark zu krümmen, daß sie sämtlich zu dem aktiven Präparate zurückkehren, da sie eine relativ sehr geringe Geschwindigkeit — $3{,}25 \times 10^8$ cm pro Sekunde[2]) — besitzen; die Flugbahn der

1) Vgl. Rutherford-Aschkinaß, Die Radioaktivität, S. 155 f., Berlin, J. Springer, 1907.

2) P. Ewers, diese Zeitschr. 7, 148, 1906.

α-Teilchen wird hingegen durch ein schwaches Feld nicht merklich beeinflußt.

Offenbar läßt sich nun erwarten, daß ein Poloniumpräparat im hohen Vakuum seinerseits eine negative Ladung annimmt, wenn es der Einwirkung eines magnetischen Feldes unterliegt. Davon kann man sich in der Tat leicht überzeugen. Das Präparat, das ich benutzte, entstammte der Braunschweiger Chininfabrik und bestand aus einem dünnen Poloniumniederschlage auf einer kreisförmigen Kupferscheibe von 4 cm Durchmesser. Zurzeit meiner Versuche besaß die aktive Substanz ein Alter von etwa sieben Monaten. Das Präparat war, durch Bernstein isoliert, in ein stets zur Erde abgeleitetes kupfernes Gehäuse eingesetzt und konnte mit einem Dolezalekschen Elektrometer verbunden werden. Das Kupfergefäß wurde so zwischen die Pole eines Elektromagnets gestellt, daß die Kraftlinien parallel zur Ebene der aktiven Schicht verliefen. Evakuiert wurde mit Hilfe einer Kahlbaumschen Quecksilberluftpumpe und weiter nach der Dewarschen Methode durch Absorption der Gasreste in mit flüssiger Luft gekühlter Kokosnußkohle. Zur Erregung des Magnets diente ein Strom von 1 Ampere Stärke. Wurde das zuvor geerdete Polonium dann mit dem Elektrometer in Verbindung gesetzt, so war schon nach wenigen Sekunden das Auftreten einer negativen Ladung von recht erheblichem Betrage zu beobachten, die allmählich immer größer wurde. Nach 2 Minuten hatte die aktive Platte spontan ein Potential von etwa -1 Volt angenommen. Die emittierten Elektronen kehrten dabei sämtlich wieder zum Polonium zurück; eine Verstärkung (und ebensowenig eine mäßige Schwächung) des Magnetfeldes hatte nämlich keinen Einfluß auf die Größe des beobachteten Ladungseffektes.

Wurde das Poloniumpräparat in derselben Anordnung wie zuvor mit dem Elektrometer verbunden, doch ohne daß man ein Magnetfeld auf die ausgesandten Teilchen einwirken ließ, so zeigte sich gleichfalls eine allmählich wachsende elektrische Ladung. In diesem Falle besaß sie aber positives Vorzeichen. Dem absoluten Betrage nach war der Effekt ungefähr ebenso stark wie früher: binnen 2 Minuten stieg jetzt also das Potential der radioaktiven Schicht spontan auf etwa $+1$ Volt. Da jetzt kein magnetisches Feld mehr in Wirksamkeit trat, mußten neben den α-Teilchen auch die Elektronen die aktive Platte verlassen. Würde daher gleichviel negative wie positive Elektrizität ausgestrahlt, so hätte das Polonium im zweiten Versuche ungeladen bleiben müssen. In Wahrheit lädt es sich aber ungefähr ebenso stark positiv wie im anderen Falle negativ, so daß man schließen muß: Polonium emittiert etwa doppelt so viel negative wie positive Elektrizität. Unter der Annahme, daß jedes α-Teilchen ein (positives) Elementarquantum mit sich führt, folgt daraus, daß die Zahl der fortgeschleuderten Elektronen etwa doppelt so groß ist, wie die der emittierten α-Teilchen. Nach neueren Versuchen von Rutherford lassen sich indessen Gründe anführen zugunsten der Auffassung, daß ein α-Teilchen mit zwei Elementarquanten geladen sei. In diesem Falle wären in der Strahlung des Poloniums ungefähr viermal so viel Elektronen wie α-Teilchen vorhanden.

Soddy hat gelegentlich u. a. die Ansicht vertreten, daß die α-Teilchen zunächst in ungeladenem Zustande fortgeschleudert würden und ihre Ladung erst nach dem Austritt aus der radioaktiven Substanz durch Zusammenstoß mit Gasmolekülen erhielten. Die Resultate der oben beschriebenen Versuche zeigen, daß diese Auffassung nicht richtig sein kann. Denn das Poloniumpräparat lud sich im magnetischen Felde negativ, offenbar wurden also positive Teilchen von ihm fortgeschleudert.

Berlin, Physikal. Institut d. K. Technischen Hochschule, September 1907.

(Eingegangen 18. September 1907.)

Diskussion.

Kaufmann (Bonn): Ich möchte betreffs der Soddyschen Annahme fragen, wie es mit der Beweiskräftigkeit der von Soddy mit sehr dünnen Poloniumschichten ausgeführten Versuche steht. Von derartigen Schichten im hohen Vakuum emittierte α-Strahlen sollen nach seinen Angaben magnetisch nicht ablenkbar sein.

H. W. Schmidt (Gießen): Soddy hat seine Versuche nur in vorläufigen Mitteilungen in „Nature"[1]) beschrieben. Ausführlichere Mitteilungen zu machen, lehnt er neuerdings in einem Briefe an „Nature"[2]) ab: „Er hätte jetzt nicht Zeit und nicht Mittel zur Wiederholung und Weiterführung seiner Versuche." — Es ist deshalb schwer zu beurteilen, ob die Soddyschen Versuche völlig einwandfrei sind.

Rubens (Berlin): Das Urteil des Herrn Aschkinaß über die Soddyschen Versuche scheint mir das richtige zu sein. Ich habe den Soddyschen Vortrag in York mit Interesse gehört — ausführlich sind seine Versuche ja nicht veröffentlicht worden. Bei den in diesem Vortrag erwähnten Versuchen verwendete er eine dünne Schicht von α-Strahlen aussendenden Präparaten. Die Strahlung gelangte in eine ganz enge Kapillare, eine Thermometerröhre mit äußerst kleinem Querschnitt. In dieser Röhre

1) Nature **74**, 316, 1906.
2) Nature **75**, 438, 1907.

wurde die magnetische Ablenkung der α-Strahlen gemessen. Dieselbe ergab sich als verschwindend klein, wenn das Vakuum im Rohre so hoch getrieben wurde, daß die Wahrscheinlichkeit für das Zusammentreffen eines α-Strahlenteilchens mit einem Gasmolekül eine sehr geringe war. Bei etwas höheren Drucken fand er die normale Ablenkung. Aus diesen äußerst schwierigen Beobachtungen glaubte Herr Soddy den Schluß ziehen zu müssen, daß die α-Teilchen ursprünglich nicht geladen seien. Eine Konsequenz von solcher Tragweite scheint mir noch anderer experimenteller Stützen zu bedürfen. Auch Herr Soddy soll, wie ich gehört habe, in seiner Ansicht etwas schwankend geworden sein.

Ebert (München): Dr. Paul Ewers hat in meinem Laboratorium schon vor einer Reihe von Jahren diesen positiven Ladungseffekt nachgewiesen und auch diese Umkehrung des Effektes gefunden. Und wenn ich mich recht erinnere, ergab er sich sogar in derselben Größenordnung. Die Arbeit von Ewers ist in dieser Zeitschrift 7, 148, 1906 veröffentlicht.

Aschkinaß: Von Ewers kenne ich eine Arbeit über den Ladungstransport durch Poloniumstrahlen. Er fängt da die fortgeschleuderten positiven Ladungen auf und hat außerdem die Geschwindigkeiten der Elektronen gemessen. In seiner Anordnung wurde ein isolierter Leiter einem Poloniumpräparat gegenüber gestellt und dieser diente zum Auffangen der transportierten Ladungen. Mir ist aber nicht bekannt, daß er die Eigenladung des Poloniums in dieser Arbeit nachgewiesen hätte.

Ebert: Den Versuch hat er angestellt und uns im Laboratorium gezeigt. Ich erinnere mich freilich nicht mehr genau, ob er ihn in seiner Arbeit, die ja in der Tat ein etwas anderes Ziel hat, auch erwähnt.

Schmidt: Herr Aschkinaß mißt die Ladung der Platte selbst, während Herr Ewers, meiner Erinnerung nach, die Ladung einer zweiten der ersten Platte gegenüberstehenden Platte gemessen hat.

Ebert: Er müßte es geradezu in der Arbeit nicht erwähnt haben, gefunden hat er es.

Aschkinaß: Ich möchte nunmehr, da mein Erinnerungsvermögen durch Herrn Dr. Schmidt unterstützt wird, mit aller Bestimmtheit behaupten, daß sich Herr Ebert im Irrtum befindet und daß in der Arbeit von Ewers von einer spontanen Eigenladung des Poloniums nirgends die Rede ist.[1])

1) Zusatz bei der Korrektur: Bei nochmaliger Durchsicht der Ewersschen Publikation (loc. cit.) finde ich die Richtigkeit meiner obigen Behauptung vollkommen bestätigt. (Aschkinaß.)

E. Ladenburg (Berlin), Über Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes. (Vortrag identisch mit der Abhandlung in dieser Zeitschr. 8, 590, 1907.[1]))

Diskussion.

Ebert (München): Ich möchte nicht eine Bemerkung zu den erhaltenen wichtigen Resultaten machen, sondern mich interessiert eine mehr instrumentelle Sache. Sie sprachen von dem Bronson-Widerstand. Das ist eine Zelle, in der als Widerstand ein ionisiertes Gas zwischen zwei Metallplatten liegt. Wir haben uns in München solche Widerstände hergestellt und haben gefunden, daß sie außerordentlich mit der Temperatur variieren und ziemlich unzuverläßlich sind. Ich wollte fragen, ob Sie vielleicht bessere Erfahrungen in dieser Hinsicht gemacht haben.

Ladenburg: Ich habe das nicht gefunden. Für die bei meinen Versuchen verlangte Genauigkeit von ca. $^1/_2$ Proz. erwies sich der Widerstand als vollkommen brauchbar.

Ebert: Was für Substanzen hatten Sie?

Ladenburg: Ein Radiumsalz.

Ebert: Gerade bei Radium haben wir die allerschlechtesten Erfahrungen gemacht, den Temperaturkoeffizienten haben wir hierbei viel größer gefunden als bei Metallen.

Ladenburg: Haben Sie den Widerstand in einem abgeschlossenen Raum gehabt.

Ebert: Ja, natürlich; wir haben uns schließlich nur helfen können, indem wir den Widerstand in einen Eismantel einschlossen.

Ladenburg: Es wird nächstens eine ausführliche Publikation aus unserem Institut erscheinen, in der jedenfalls auch dieser Frage Rechnung getragen wird.

Ebert: Das ist mir sehr interessant. Der Vorteil dieser Widerstände besteht darin, daß sie sehr groß sind. Ich habe irgendwelchen Ersatz dafür nicht gefunden. Auch Rutherford weist darauf hin, daß ein solcher Widerstand, auf den man sich verlassen könnte, sehr wichtig wäre.

Bose (Danzig): Durch Hrn. Ebert ist die Frage der sehr großen Widerstände hier angeregt worden, die ja sicher außerordentlich wichtig für viele radioaktive, sowie luftelektrische und andere Untersuchungen ist. Ich habe bei einer früheren Gelegenheit einmal der Weston-Gesellschaft einen dahin gehenden Vorschlag gemacht, der auch zur Ausführung und Durcharbeitung angenommen wurde, aber, wie ich auf Umwegen erfuhr,

1) Hierbei ist zu beachten, daß sich auf Seite 590 ein Druckfehler befindet. Es muß in der rechten Spalte, Zeile 21 v. o. statt bei 3,5 Amp. und 150 Volt
heißen bei 3,5 Amp. und 190 Volt.

wegen vieler anderer Arbeiten nicht zur praktischen Ausführung kam. Wenn man als Elektrolyt, dessen Temperaturkoeffizient fast null ist, Mannitborsäure nimmt[1]) und sie in ganz dünnen, möglichst fein ausgezogenen Kapillaren verwendet, so kommt man leicht zu Widerständen von 10^{10}, 10^{11} und auch 10^{12} Ohm. Und wenn man die weiteren Endgefäße mit praktisch unpolarisierbaren Elektroden versieht und dieselben auf Bernstein isoliert, so hat man einen Widerstand, der bei Schutz gegen äußere Beschädigung (Schutzgefäß mit Trockenvorrichtung) sehr haltbar sein dürfte und auch keinen merklichen Temperaturkoeffizienten besitzt. Vielleicht findet diese Anregung Anklang. Da die Weston-Gesellschaft bisher vieler anderer Arbeiten wegen nicht zur praktischen Ausgestaltung der extrem hohen Elektrolytwiderstände kam, ist es vielleicht besser, wenn ich die Anregung wenigstens zunächst in dieser Form der Öffentlichkeit übergebe.

1) Dieser Elektrolyt ist namentlich von Nernst (Zeitschr. f. phys. Chem. **14**, 622, 1896) in den Widerständen seines Dielektrizitätskonstantenapparates verwendet worden und wird nach seinem Entdecker meist als Magnaninilösung bezeichnet.

H. Geitel (Wolfenbüttel), Über gemeinsam mit Herrn J. Elster angestellte Untersuchungen, betreffend die Radioaktivität des Bleis und der Bleisalze.

In zwei vor kurzem erschienenen Abhandlungen (diese Zeitschr. 7, 841, 1906 und **8**, 273, 1907) hatten wir gezeigt, daß aus Blei und Bleisalzen sich auf chemischem Wege Stoffe abscheiden lassen, deren Aktivität die des Bleis bedeutend übertrifft und deren Strahlung der des *RaF* (Polonium) in ihrem Verhalten sehr ähnlich ist.

Inzwischen ist der Nachweis gelungen, daß *RaF* tatsächlich der wirksame Bestandteil in diesen Produkten ist.

Dies folgt aus der Übereinstimmung der Halbierungskonstante und des Ionisierungsbereiches der von ihnen ausgehenden α-Strahlen in Luft sowie aus dem chemischen Verhalten der aktiven Substanz, die sich wie Polonium aus salzsaurer Lösung auf Kupferplatten niederschlagen läßt. In Übereinstimmung hiermit steht der Befund von Mc. Lennan, daß die natürliche Aktivität des Bleis nicht für alle Sorten gleich ist, ja daß sehr alte Proben inaktiv sind. Die letztere Wahrnehmung konnte an einem Stücke über 100 Jahre alten Bleis bestätigt werden, das wir der Freundlichkeit des Herrn E. Gerland (Clausthal) verdanken.

Es ist daher anzunehmen, daß das gewöhnliche Blei in der Regel Spuren von *RaD* gelöst enthält, das entsprechend seiner großen Halbierungskonstante auf lange Zeit *RaE* und *RaF* entwickelt, von denen das letztere sich durch seine α-Strahlung als Ionisator der Luft bemerklich macht.

Die Abscheidung der aktiven Massen aus reinem Bleiacetat nach unserm Verfahren ist — im letzten Teil der Untersuchung — auf unsere Bitte in dem chemischen Laboratorium der Zuckerfabrik Wendessen bei Wolfenbüttel von Herrn Dr. Bruncke ausgeführt, dem wir für seine Freundlichkeit zu Dank verpflichtet sind. Wir erreichten so eine Gewähr dafür, daß nicht etwa eine Verschleppung von Polonium aus den Arbeitsräumen in die Präparate stattfinden konnte, die in unserm Laboratorium nicht so sicher auszuschließen gewesen wäre.

Eine ausführliche Darstellung des Ganges der Untersuchung wird noch in dieser Zeitschrift gegeben werden.

(Eingegangen 23. September 1907.)

J. E. Lilienfeld (Leipzig), Eine Tiefdruck-Quecksilberlampe für Starkstrom.

Es darf als eine aus der alltäglichen Praxis bekannte, wenn auch zunächst nicht eindeutig erklärbare Tatsache hingestellt werden, daß eine elektrische Glimmentladung in Bezug auf die von der positiven Lichtsäule bei derselben durchgeschickten Entladungsenergie gelieferte Lichtmenge sich für variablen Druck recht eigenartig verhält. Berücksichtigt man nämlich nur diejenigen Energiemengen, die vom elektrischen Strom in der positiven Lichtsäule (also abgesehen von den Vorgängen an den Elektroden) einerseits iu sichtbares Licht und andererseits in Wärme umgesetzt werden, so findet man, daß bei einem höheren Drucke, etwa 15 mm Quecksilber, und einer Stromdichte von 20 Milliamp. pro cm^2 auffallend wenig als Licht und recht viel als Wärmeenergie auftritt. Bei abnehmendem Druck verschiebt sich bis zu einem stets bei ziemlich tiefem Drucke liegenden Optimum die Verteilung des Energieumsatzes sehr zugunsten der als sichtbares Licht ausgestrahlten Energie.

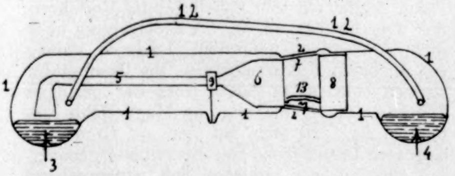
Dieses gilt ziemlich allgemein und ist besonders auffallend bei der Entladung im Sauerstoff zu beobachten, falls man die Stromstärke festhält und, den Druck variierend, die ausgestrahlte Lichtmenge auf die Einheit der gesamten umgesetzten Energie bezieht.

Eine genauere Untersuchung ergibt, daß für eine jede Stromdichte sich ein stets bei ziemlich tiefem Drucke liegendes Optimum an Lichtausbeute feststellen läßt.

Da der Zweck der vorliegenden Mitteilung derjenige ist, eine praktische Ausnutzung des erwähnten Sachverhaltes darzulegen, so sei nur beiläufig angeführt, daß die Abnahme des Lichteffektes bei von einem gewissen Grenzwerte

an steigendem Drucke etwa in der Bildung von größeren molekularen Aggregaten unter dem Einfluß der Ionisation gesucht werden kann. Es ist in der Tat denkbar, daß die Erregung der Lichtschwingung bei derartigen schweren Komplexen erst unter Aufwand von beträchtlichen Energiemengen erfolgt.

Die unter obigem Gesichtspunkte konstruierte Quecksilberbogenlampe, die also bei hoher Belastung den Lichtbogen bei beliebig tiefem Drucke zu brennen gestattet, ist schematisch in der nachstehenden Zeichnung angedeutet.



Ein äußeres, durch einen Schliff (2) in zwei Teile zerfallendes Glasgehäuse (1), enthält die Elektroden (3, 4) und ist allseitig luftdicht abgeschlossen. Der Bügel (12), aus feinem Glasrohr bestehend, bezweckt den durch die Einführung des inneren Teiles erschwerten Ausgleich der Quecksilbermengen an den Elektroden. Einen ähnlichen Zweck hat die in der Schlifffläche des hereinpassenden Schliffstopfens (7) ausgesparte Undichtigkeit (13).

Der erwähnte Schliffstopfen, der aus einem beliebigen geeigneten Material (Hartglas, Quarzglas etc.) hergestellt werden kann, läuft nach einer allmählichen Verengung (6) in den engen, den eigentlich lichtspendenden Teil des Bogens enthaltenden Ansatz (5) aus. Entsprechende Stützen (9) und ähnliche Vorrichtungen verhindern das Lockern oder auch zu starkes Vordringen des Schliffes.

Man sieht, daß je nachdem den Wänden des äußeren Glasgefäßes eine kleinere oder größere Oberfläche verliehen wird, eine bestimmte im Bogen erzeugte Wärmemenge eine größere oder kleinere Dampfspannung der Quecksilberdämpfe verursachen wird. Man hat es also vollständig in dar Hand, für eine jede Stromdichte im lichtspendenden Teile den günstigsten Dampfdruck, also das Ökonomieoptimum, durch die Konstruktion festzulegen.

Das Vorhandensein eines Ökonomieoptimums in den Cooper-Hewittlampen bei einer relativ niedrigen Stromdichte und der nachherige Abfall der Ökonomie dieser Lampen bei wachsender Stromstärke ist wohl zum größten Teil mit der zu Anfang erwähnten Abnahme der Lichtausbeute bei steigendem Drucke der Quecksilberdämpfe in Verbindung zu bringen. Dies sieht man an der Tatsache, daß bei der oben beschriebenen Konstruktion im allgemeinen dieses Optimum der Ökonomie bei Erweiterung der äußeren Glasgefäße sich für beliebige Stromstärken festlegen läßt. Man erzielt so in der Tat Ökonomien, die unter Umständen diejenigen der bekannten Systeme bei weitem zu über bieten vermögen.

Insbesondere sei noch auf den Zusammenhang hingewiesen, in welchem der von Küch und Retschinsky gefundene wiederholte Anstieg der Ökonomie bei sehr großen Stromdichten, also sehr hoher Temperatur und hohem Drucke in den bekannten Quarzlampen hier gedeutet werden kann. Bei einem großen Temperaturgefälle nach außen wird nämlich die pro Einheit der zugeführten Wärmemenge eintretende Temperaturerhöhung in der Lampe bedeutend kleiner werden, als bei geringem Wärmegefälle. Da nun durch die Temperatur in den Quarzlampen der Dampfdruck eindeutig gegeben ist, wird die geringere Temperaturerhöhung auch eine prozentuell (in Bezug auf den Gesamtdruck des Quecksilbers) kleinere Druckzunahme bewirken, als es bei tiefer Temperatur der Lampe der Fall wäre.

Es wird also die durch diese relativ kleine Druckzunahme bewirkte Verschlechterung der Ökonomie der Lampe durch andere, bei Zunahme der Stromdichte die Ökonomie sonst steigernde Faktoren überboten und so im großen und ganzen doch eine Ökonomieverbesserung erreicht werden können.

(Eingegangen 5. Oktober 1907.)

Diskussion.

Retschinsky (Hanau): Ich möchte nur bemerken, daß auch in einer Heraeusquecksilberdampflampe beliebige Druck- und Spannungsverhältnisse bei verschiedenen Stromstärken sich herstellen lassen, ohne daß die Temperatur des Leuchtrohres von außen beeinflußt wird. Man braucht nur die Elektrodengefäße in entsprechendem Maße zu kühlen; wir haben das mit Wasser oder mit einem Luftstrom getan. Ebenso kann man auch die Lampen mit 25 Volt Spannung und 30 Ampere brennen lassen. Wir haben aber niemals bei kleineren Spannungen (ca. 30 Volt) und großen Stromstärken (ca. 15—30 Ampere) eine so gute Ökonomie konstatieren können wie bei hohen Spannungen (ca. 180 Volt) und kleineren Stromstärken (ca. 4 Ampere).

Lilienfeld: Das scheint ein Mißverständnis zu sein. Wenn man die Heraeuslampe in ein Wasserbad hineinstellt und dann große Ströme hindurchschickt, so bewirkt man nur, daß die Temperatur des Lichtbogens bedeutend tiefer wird. Man variiert dann noch eine dritte Variable und weiß dann gar nicht mehr, was

man in der Hand hat. Insofern man den Druck allein variieren könnte, ohne bedeutende Wärmemenge durch den Wasserstrom abzuführen, müßte nach meinen Ausführungen die Ökonomie bedeutend zunehmen. Der Energieverlust dürfte sich aber bei der von Herrn Retschinsky vorgetragenen Kühlung der Heraeuslampe nicht unter eine beträchtliche Größe herabsetzen lassen, denn die stark ionisierten Quecksilbergase bedingen, wenn an den Elektroden eine intensive Kühlung stattfindet, eine weitgehende Fortsetzung der Temperaturverminderung bis in den Lichtbogen hinein, selbst wenn man von der starken Kühlung durch Konvektion absehen wollte. Ich verweise hierüber auf eine Untersuchung von mir, die in den Verhandlungen der physikalischen Gesellschaft im Jahre 1906 erschienen ist.

Retschinsky: Man braucht nur die Polgefäße zu kühlen; die Temperatur des Leuchtrohres ändert sich dabei nicht.[1])

Ebert (München): Da ist doch noch ein Röhrennebenschluß vorhanden?

Lilienfeld: Ja, das dient dem Zwecke, den Quecksilberausgleich zwischen den Polgefäßen herzustellen.

Classen (Hamburg): Wie wird die Lampe gezündet?

Lilienfeld: Entweder durch Kippen oder Hochspannung.

1) Für die Charakteristik und Ökonomie ist es gleichgültig, ob die Wärmeabfuhr an den Elektroden durch Wasserstrom oder durch größere Quecksilbermenge und größere Dimensionen der Polgefäße, wie bei der vorgeführten Lampe, geschieht.[2])

2) In bezug auf diesen, von Herrn Retschinsky nachträglich in das Manuskript des Diskussionsstenogramms eingetragenen Gesichtspunkt möchte der Verfasser bemerken, daß die Dimension der Polgefäße und die Quecksilbermenge bei der vorgeführten Lampe durchaus unwesentlich ist, da der Dampfdruck des Quecksilbers hier durch die Temperatur der am tiefsten temperierten Stelle des Lampengehäuses gegeben ist. Die am tiefsten temperierte Stelle liegt nun in dem vorliegenden Modell durchaus nicht notwendig an den Elektroden, sondern ganz im Gegenteil, an der weitesten Ausbauchung des äußeren Lampenkörpers. Da diese letztere aber beliebig ausgedehnt werden kann, kann auch bei einem beliebigen Zustand der Elektrodengefäße eine beliebige Dampfspannnng in der Lampe festgesetzt werden.

G. Berndt (Cöthen), Über den Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten.

Der Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten ist m. W. zuerst von Neesen[1]) an Lösungen von Eisenchlorid untersucht worden. Seine Messungen in verhältnismäßig schwachen Feldern führten zu dem Resultat, daß, falls die Röhre senkrecht zu den Kraftlinien stand, kein Einfluß zu konstatieren sei, falls parallel, eine Verringerung des Widerstandes eintrete. Dann fand Bagard[1]) an Kupfersulfatlösungen in einem Felde von 5000 Gauß bei äquatorialer Stellung eine Widerstandsvermehrung von etwa 1%. Beide Beobachtungen sind aber nicht einwandfrei, da der Widerstand mit Gleichstrom gemessen und außerdem keine Rücksicht auf Konstanthaltung der Temperatur genommen wurde, was gerade bei Elektrolyten sehr notwendig. Letzteres erreichte ich, indem ich das Widerstandsgefäß in eine kleine Cavendishröhre mit siedendem Äther setzte, ein sehr naheliegendes Verfahren, das aber bis jetzt m. W. bei Elektrolyten noch nicht Anwendung gefunden. Dadurch gelang es, auf kurze Zeit wenigstens, die Temperatur so weit konstant zu halten trotz der geringen Dimensionen, an die man im Magnetfelde gebunden ist, daß sich auf der auf 10 m verlängerten Drahtbrücke eine Einstellungsgenauigkeit von $^1/_{10}$ mm erreichen ließ, entsprechend $^1/_{250}$ Proz.

1) F. Neesen, Wied. Ann. **23**, 482, 1884.

Selbstverständlich erfolgten die Messungen mit Wechselstrom; als Nullinstrument diente ein außerordentlich empfindliches Telephon. Das Magnetfeld wurde von einem Hufeisenelektromagneten mit quadratischen Polschuhen geliefert. Die Feldstärke betrug im Maximum bei 17 mm Polabstand (Elektrolytgefäß senkrecht zu den Kraftlinien) 3000 Gauß, bei 50 mm Polabstand (Elektrolytgefäß parallel zu den Kraftlinien) 1000 Gauß.

Bei sämtlichen untersuchten Elektrolyten (Ferrosulfat, Eisenchlorid, Nickelsulfat, Nickelnitrat, Kobaltnitrat, Wismutnitrat, Brechweinstein und Kupfersulfat), ergab sich im Magnetfelde bis auf $^1/_{10}$ mm dieselbe Einstellung wie ohne Magnetfeld (bei Wismutnitrat war die Genauigkeit der Einstellung nur $^1/_2$ mm, weil bei der Lösung, um die Bildung basischen Salzes zu vermeiden, Salpetersäure zugesetzt werden mußte). Die Beobachtungen wurden in der Weise angestellt, daß zunächst ohne, dann mit und sodann wieder ohne Magnetfeld je zwei bis drei Ablesungen gemacht wurden. Benutzt wurden nur die Beobachtungen, bei welchen die Mittel der beiden Messungen ohne Magnetfeld innerhalb der angegebenen Genauigkeitsgrenze übereinstimmten. Der Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten ist also kleiner als $^1/_{250}$ Proz. (bei Wismut kleiner als $^1/_{50}$ Proz.); die Stellung des Gefäßes zu dem Magnetfelde ist dabei gleichgültig.

Falls man der Ansicht ist, daß der Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand durch molekulare Umlagerungen bedingt ist, dürften Flüssigkeiten keine Widerstandsänderungen er-

1) H. Bagard, C. R., **129**, 152, 1899.

leiden. Drude und Nernst[1]) haben bei Quecksilber in einem Felde von 8000 Gauß eine Widerstandserhöhung von etwa 0,2 % gefunden; der Wert derselben hing aber von der Stärke des Meßstromes ab. Sie sind deshalb der Ansicht, daß die Widerstandserhöhung durch elektrodynamische Einwirkung zu erklären sei; diese dürfte auch bei geschmolzenem Wismut vorliegen, wo sie bei 290° eine Erhöhung des Widerstandes um 0,4 Proz. erhielten.

Bei meinen Untersuchungen befand sich das Quecksilber in einer Kapillare von 0,37 mm Durchmesser. Parallel zu den Kraftlinien konnte keine Widerstandsänderung beobachtet werden, die größer als $^1/_{20000}$ Proz. gewesen wäre; senkrecht zu den Kraftlinien ergab sich eine Widerstandserhöhung von $^1/_{2060}$ Proz., die aber auch verschwand, als eine Kapillare von 0,29 mm Durchmesser verwendet und damit die elektrodynamischen Einwirkungen unterdrückt wurden; in diesem Falle ist sie kleiner als $^1/_{25000}$ Proz. Die Beobachtungen erfolgten hier in der Weise, daß zunächst durch Verschieben des Gleitkontaktes auf der Brücke abgeglichen und dann die Änderung des Galvanometerausschlages bei Einschaltung des Magnetfeldes beobachtet wurde. Im übrigen wurde bei den Messungen wie oben angegeben verfahren. Die Empfindlichkeit des Galvanometers wurde bei jeder Messung mehrmals bestimmt. Falls also elektrodynamische Einwirkungen des Magnetfeldes vermieden werden, erleidet Quecksilber keine Widerstandsänderung, die größer als $^1/_{20000}$ Proz., bezw. $^1/_{25000}$ Proz. ist, bei Stellung parallel und senkrecht zu den Kraftlinien.

Beim geschmolzenen Wismut ließen sich die elektrodynamischen Einwirkungen nicht völlig vermeiden, da ich aus technischen Rücksichten den Durchmesser der Kapillare nicht kleiner als 0,5 mm wählen konnte. Es ergab sich hier (senkrecht zu den Kraftlinien) eine Widerstandserhöhung von $^1/_{660}$ Proz. bei etwa 365°. In einer etwas weiteren Röhre betrug diese Änderung $^1/_{230}$ Proz., obwohl hier die Temperatur höher war (etwa 420°) und mit wachsender Temperatur der Einfluß des Magnetfeldes ziemlich stark abnimmt. Mit abnehmendem Röhrendurchmesser nimmt also der Einfluß des Magnetfeldes ab, so daß die beobachtete Widerstandsänderung völlig durch elektrodynamische Einflüsse zu erklären sein dürfte.

Selbst wenn man der Ansicht nicht zustimmen sollte, daß flüssige Körper keine Widerstandsänderung im Magnetfelde erleiden, so geht doch aus den Beobachtungen hervor, daß dieselbe außerordentlich klein ist im Vergleich zu der bei festen Körpern gefundenen, so daß damit das negative Resultat bei den Elektrolyten erklärt wäre.

Cöthen (Anhalt), Physikalisches Laboratorium des Polytechnikums.

(Eingegangen 5. September 1907.)

Diskussion.

Gans (Tübingen): Ich möchte darauf aufmerksam machen, daß bei Elektrolyten der Mechanismus sehr einfach liegt. Wir kennen alle Konstanten, die bei einem solchen Effekt, den man erwarten müßte, in die Frage eingehen. Ähnlich wie bei Metallen kommt es auf die Zahl und die Beweglichkeit der Ionen an. Im Magnetfeld ergibt sich nach dem Biot-Savartschen Gesetz eine Verschiebung der Ionen nach der Seite und damit der Halleffekt. Dieser läßt sich elementar berechnen, und es muß wohl auch eine Widerstandsänderung da sein. Wie groß sie ist, muß auszurechnen sein. Es wäre interessant, zu sehen, ob die Versuche mit dem Resultat der Rechnung übereinstimmen. Die Widerstandsänderung wäre dann als sekundärer Halleffekt aufzufassen. Man könnte vielleicht auch danach entscheiden, was für Substanzen am besten geeignet sind. Für den Halleffekt ist es wesentlich, daß die Differenz der Beweglichkeiten für die positiven und negativen Ionen verschieden ist; da würden also Säuren und Basen den größten Effekt versprechen, da die Beweglichkeiten des *H*-Ions und der *OH*-Gruppe sehr groß sind im Vergleich zu denen der Säureradikale und der Metalle.

Berndt: Ich möchte darauf erwidern, daß es sich hier nicht einfach um einen Halleffekt handelt, sondern daß man ihn höchstens nur etwa als longitudinalen Halleffekt bezeichnen kann. Einen Überschlag habe ich mir auch gemacht und der zeigte mir, wenn man die Ionengeschwindigkeit beachtet, daß man zu dem Resultat kommt, daß eine etwaige Widerstandsänderung zu klein ist, als daß sie sich mit den gegenwärtigen Hilfsmitteln beobachten ließe.

Rausch v. Traubenberg (Berlin): Jedenfalls muß doch ein Parallelismus zwischen diesen Versuchen und dem Halleffekt bestehen. Denn beim Flüssigwerden des Wismuts zeigt der Halleffekt sehr kleine Werte. Andererseits liegen Arbeiten über den Halleffekt bei Elektrolyten vor; danach gelang es nicht, ihn bei Elektrolyten nachzuweisen, und ebenso ist er bei Quecksilber sehr gering. Die Versuche des Herrn Vortragenden stehen damit in sehr gutem Zusammenhang.

Berndt: Ich muß noch einmal betonen, daß es kein eigentlicher Halleffekt ist; daß

1) P. Drude und W. Nernst, Wied. Ann. **42**, 573, 1891.

aber ein Zusammenhang zwischen Halleffekt und Widerstandsänderung besteht, darin würde ich mit Ihrer Ansicht übereinstimmen.

Th. Wulf (Valkenburg, Holland-L.), **Ein neues Elektrometer für statische Ladungen.**

Das einfache Instrument, das ich Ihnen vorführen möchte, ist wohl aus den zwei Veröffentlichungen in dieser Zeitschrift[1]) bekannt. Es ist zwar zunächst für die subjektive Beobachtung und die photographische Registrierung gedacht, indes läßt es sich auch ganz gut zur Projektion bei Vorträgen verwenden. Wir beleuchten hier die Fäden mittels einer kleinen Liliputbogenlampe von ca. 2 Ampere, die nach Grimsehl[2]) zu einem Projektionsapparat umgebaut ist. Das Mikroskop entwirft uns dann auf der Skala des Schirms dort ein so stark vergrößertes Bild der Fäden, daß es im ganzen Saale deutlich zu sehen ist.

Reiben wir in der Nähe des Apparates einen Glasstab mit Papier, so gehen die Fäden bei jeder Bewegung auseinander. Wenn man den Glasstab dann hin- und herbewegt, so gehen die Fäden so schnell, daß zuletzt das Auge nicht mehr folgen kann.

Ein Hauptvorzug des Instruments liegt darin, daß es sich eichen läßt und dann ohne weiteres absolute Angaben von Spannungen macht. Ich lege hier eine Batterie von 100 Volt nach Krüger an, merke den Fadenabstand, entlade und lade wiederholt von neuem. Der Ausschlag ist stets bis auf 0,1 Strich der Skala derselbe.

Die Leichtigkeit der Aufstellung kann ich Ihnen ebenfalls zeigen. Ich nehme das Instrument in die Hand, ohne irgend etwas zu arretieren, drehe es herum, stelle es vollständig auf den Kopf und bringe es dann an seinen Platz vor der Lampe zurück: die Fäden erscheinen sofort wieder scharf auf dem Schirm.

Wenn man den Apparat eicht, so muß der fast lineare Verlauf der Eichkurve anfangs überraschen. Denn da hier zwei gleichmäßig geladene Fäden einander abstoßen, so sollte man, wie bei andern idiostatischen Instrumenten erwarten, daß der Ausschlag mit dem Quadrat der Spannung wächst. Darüber Aufklärung zu schaffen, wäre Sache der Theorie, und bei der großen Einfachheit des Apparates erscheint es nicht aussichtslos, dieselbe vollständig zu entwickeln. Indes ohne das Problem der Verteilung der Ladung auf den Fäden zu berühren, kann man sich durch einige vereinfachende Annahmen einen Überblick verschaffen über die Wirkungsweise des Apparats.

Wird die Länge der Fäden zu 80 mm, die Dicke zu 0,004 mm angenommen, so ist das Verhältnis der Länge zum Durchmesser 20000:1. Man kann daher die Fäden als unendlich lange, unendlich dünne Zylinder betrachten. Wird ein solcher geladen mit der Menge σ pro cm, dann ist das Potential in der Entfernung r von der Achse $2\sigma \lg \text{nat} \frac{c}{r}$, folglich die Kraft, mit welcher die Längeneinheit des andern Fadens abgestoßen wird, $\frac{2\sigma^2}{r}$. Bei den Fäden von endlicher Länge gilt diese Beziehung für alle Punkte des einen Fadens, von denen aus die Enden des andern unter einem Winkel von nahezu $2R$ erscheinen und das ist bei kleinen Ausschlägen von 1—2 mm fast auf der ganzen Fadenlänge der Fall.

Die Dichte der Ladung σ würde zwar an den freien Enden größer sein; da solche hier aber nicht vorhanden sind, indem sich an die Fäden oben der Träger und unten das Belastungsblättchen anschließt, so wird hier die Ladung an den äußersten Enden im Gegenteil viel schwächer sein. Weil aber erstens die schwächere Ladung durch die größere Nähe zum Teil kompensiert wird, zweitens die Gestalt der Kurve sich am wenigsten ändert, wenn die Endglieder schwächer abgestoßen werden, so setzen wir annähernd für alle Punkte des Fadens dieselbe horizontal wirkende elektrische Kraft voraus. Diese erzeugt eine Ausbiegung der Fäden so weit, bis ihr die mechanischen Kräfte, das unten angehängte Gewichtchen und die elastischen Kräfte der Fäden das Gleichgewicht halten. Da letztere ebenso mit dem Ausschlag zunehmen (für kleine Ausschläge) wie die ersteren, so können wir sie zu denselben rechnen und die Fäden als vollkommen beweglich auffassen. Wir haben dann vollständig das Problem der Kettenlinie, nur um 90^0 gedreht, indem wir an Stelle des Gewichtes der Einheit der Kette, die auf die Einheit wirkende elektrische Kraft einsetzen $\frac{2\sigma^2}{r}$.

Nehmen wir $\sigma = \frac{Q}{2l}$, wo Q die gesamte Ladung und l die Länge eines Fadens bedeutet und messen r durch die Mikroskopskala n, dann ist diese Kraft $\frac{Q^2}{2l^2n}$. Man hat dann nur den Abstand der Fadenmitte von der durch die zwei Endpunkte gelegten Geraden zu bestimmen. Dieser Abstand ist andererseits $\frac{(n-a)}{2}$, wenn a den Abstand der Fäden von-

1) Diese Zeitschr. **8**, 246—248 und 527—530, 1907.

2) Grimsehl, Zeitschrift für phys. u. chem. Unterricht **19**, 139, 1906.

einander in der Ruhelage und n den im Mikroskop abgelesenen Ausschlag bedeutet. Da die Ausschläge n im Verhältnis zur Fadenlänge sehr klein sind, benutzt man vorteilhaft die Reihenentwicklung für die sich ergebenden Exponentialfunktionen und findet dann unter Berücksichtigung der vier ersten Glieder:

$$\frac{n-a}{2}=\frac{Q^2}{8nmg}$$

oder

$$n=\frac{1}{2}\left[a+\sqrt{\frac{Q^2}{mg}+a^2}\right].$$

Da man die Eichung gewöhnlich nach Volts vornimmt, so setzen wir $Q=CV$ und erhalten

$$n=\frac{1}{2}\left[a+\sqrt{\frac{C^2V^2}{mg}+a^2}\right]$$

oder wenn wir

$$\frac{C^2}{mg}=k$$

setzen,

$$n=\frac{1}{2}\left[a+\sqrt{kV^2+a^2}\right],$$

wobei aber zu beachten ist, daß die Kapazität mit dem Ausschlag wächst, daher für höhere Spannungen die Ausschläge etwas größer sein müssen, als sie sich unter Annahme $k=\text{const}$ aus dieser Gleichung berechnen lassen.

Für $a=0$ stellt die Gleichung eine Gerade durch den Nullpunkt dar. Bei endlichen Werten von a ist die Steigung anfangs kleiner, der Apparat weniger empfindlich. Das bestätigt die Erfahrung. Je näher die Fäden beisammen, desto kürzer der erste weniger empfindliche Teil. Figur zeigt einige Eichkurven, wie sie bei verschiedenen Fadenabständen erhalten wurden.

Eine weitere Bestätigung liegt darin, daß bei so großen Ladungen, daß man a^2 gegen kV^2 vernachlässigen kann, die Empfindlichkeit der Quadratwurzel aus m dem spannenden Gewichtchen umgekehrt proportional sein muß. Einige Versuchsreihen bestätigten das vollkommen. Das Gewichtchen m wurde von 3,7 bis 122,5 mgr variiert. Es wurde nur in dem empfindlicheren geradlinigen Teil der Kurve beobachtet und daraus als Empfindlichkeit A die Vergrößerung des Ausschlags für 1 Volt Spannungszunahme berechnet, dann muß $A\sqrt{m}$ konstant sein, was nach folgender Tabelle auch hinreichend der Fall ist.

m	$\sqrt{m}$	A	$A\sqrt{m}$
3,7	1,926	0,652	(1,257)
31,5	5,613	0,224	1,257
70,5	8,396	0,147	1,237
122,5	11,067	0,113	1,254

(Eingegangen 3. Oktober 1907.)

E. Gehrcke (Berlin), Einfaches Interferenzspektroskop.

Das von O. Lummer und mir[1]) angegebene Interferenzspektroskop ist seit einigen Jahren in der vorzüglichen Ausführungsform der Firma F. Schmidt & Haensch, Berlin, im Handel. Den Hauptteils dieses Apparats bildet bekanntlich eine planparallele Glasplatte von großer Vollkommenheit. Wenn man, z. B. für gewisse wissenschaftliche Untersuchungen, ein möglichst großes Auflösungsvermögen anstrebt, so muß die planparallele Platte nicht allein möglichst vollkommen sein, sie muß auch eine möglichst große Längenausdehnung, und, wenn es auf Lichtstärke ankommt, eine möglichst große Breite und Höhe besitzen. Diese Anforderungen an die planparallele Platte sind es, welche die Größe des Apparats und seinen ziemlich hohen Preis bedingen.

Nun ist die Erzielung der höchsten mit den heutigen Mitteln der Technik erreichbaren Leistungen in vielen Fällen keine notwendige Bedingung für die Anwendbarkeit des Interferenzspektroskops. Bei manchen Untersuchungen und vor allem für die Zwecke des Unterrichtes reicht eine kleine, planparallele Platte bereits aus. Mit einer solchen aber läßt sich auch ein System von Nebenapparaten kombinieren, deren Dimensionen wesentlich geringer sind als die der bisher ausgeführten Apparate.

Ein derartiges, in erster Linie für Unterrichts- und Demonstrationszwecke bestimmtes Interferenzspektroskop hat neuerdings die Firma Schmidt & Haensch auf meine Anregung hin ausgeführt. In Fig. 1 ist schematisch de Strahlengang in dem Instrument dargestellt, Fig. 2 zeigt eine Gesamtansicht in 6-facher Ver-

1) O. Lummer u. E. Gehrcke, Ann. d. Phys. [4] **10**, 457—477, 1903.

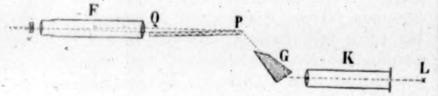


Fig. 1.

kleinerung. Wie ersichtlich, fällt das von der Lichtquelle L, z. B. einer mit Quecksilber gefüllten Geißlerröhre, herkommende Licht zunächst auf den Spalt des Kollimators K; der Spalt steht,

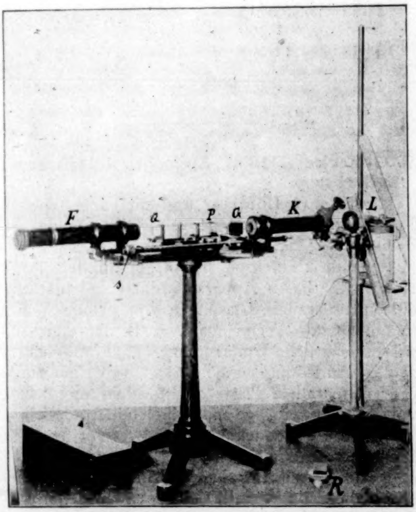


Fig. 2.

wie dies auch sonst üblich ist, nicht vertikal, sondern vielmehr unter einem Winkel von etwa 45 Grad gegen die Vertikale geneigt. Das Licht fällt dann in ein Glasprisma G von konstanter Ablenkung und durchsetzt danach die planparallele Platte PQ, bei P in diese eintretend. Die vielfachen im Inneren reflektierten Strahlen werden von dem Beobachtungsfernrohr F vereinigt, und man beobachtet die Interferenzerscheinung durch das schwach vergrößernde Okular desselben. Die Schraube s dient dazu, das Prisma P zu drehen, so daß man verschiedene Spektrallinien nacheinander durch das Gesichtsfeld wandern lassen kann. Die größte Längenausdehnung des Instruments vom Spalt bis zum Okular beträgt 53 cm.

Die planparallele Platte PQ hat eine Dicke von 3 mm und eine Länge von 105 mm; sie stammt aus der Werkstätte von Haecke, Berlin. Die Höhe der Platte ist 15 mm; ebenso beträgt auch die Apertur des Kollimators und Beobachtungsfernrohrs 15 mm. Das Auflösungsvermögen ist ungefähr = 100 000, man kann also noch $^1/_{100}$ des Abstandes der D-Linien auflösen.

Der Apparat kann auch als gewöhnlicher Spektralapparat benutzt werden. Hierzu ist es nur nötig, den Spalt des Kollimators vertikal zu stellen, die planparallele Platte zu entfernen und dann dafür zu sorgen, daß das aus dem Prisma G kommende Licht in das Beobachtungsfernrohr F gelangt. Um dies zu erreichen, hebt man die planparallele Platte samt ihrer Fassung von der Unterlage ab und setzt ein dem Apparat beigegebenes, rechtwinkliges Prisma R (vgl. Fig. 3 und Fig. 2) in eine passende Lage; der Strahlengang wird dann so, wie dies Fig. 3 veranschaulicht. Das Auflösungsvermögen des so angeordneten Instrumentes ist etwa gleich dem eines gewöhnlichen Bunsen-Kirchhoffschen Spektralapparats und beträgt rund 2000 (= $^1/_2$ D-Linienabstand). Das Umwechseln von Platte und Prisma geschieht ohne Mühe und ohne daß ein sorgfältiges Justieren nötig wäre, da die einzelnen Teile in ihre richtige Lage genau passen. An Stelle des Totalreflexionsprisma R kann man auch ein Flintglasprisma von 60° brechenden Winkel in den Strahlengang einführen; das Auflösungsvermögen des so entstehenden 2-Prismaapparats ist dann etwa = 3000. Natürlich muß man bei der Beobachtung jetzt ein stärkeres Okular verwenden, wenn man dieses Auflösungsvermögen praktisch erreichen will.

Fig. 3.

Es mögen noch einige Versuche mit diesem einfachen Interferenzspektroskop kurz angegeben werden. Beleuchtet man, wie oben vorausgesetzt wurde, mit Quecksilberlicht, so beobachtet man sehr schön die hauptsächlichsten Trabanten der Quecksilberlinien; so z. B. läßt die grüne Linie 546 $\mu\mu$ fünf Trabanten erkennen. Eine in eine Bunsenflamme gehaltene Natriumsalzperle ergibt Interferenzen der D-Linien, und man sieht sogleich, zum Unterschied von den Quecksilberlinien, daß die Breite derselben eine beträchtliche ist. Man kann auch leicht die außerordentliche Variabilität der D-Linien beobachten: in den verschiedenen Teilen der Flamme haben die Interferenzen ein sehr verschiedenes Aussehen; an manchen Stellen, besonders in der Nähe der Salzperle, erscheinen die Linien umgekehrt und an anderen wieder, z. B. im dunkleren, äußeren Teil der

Flamme, sind sie nicht umgekehrt und scharf. Bei der benutzten Platte von 3 mm Dicke sind die *D*-Linien gerade in Dissonanz, d. h. es fallen die Streifensysteme beider fast genau aufeinander. Trabanten besitzen die *D*-Linien nicht. Wohl aber erkennt man, wenn man die Natriumperle in der Flamme durch eine solche aus Thalliumsalz ersetzt, an der grünen Thalliumlinie 535 $\mu\mu$ einen starken Trabanten.

Der Zeemaneffekt läßt sich mit dem Apparat leicht subjektiv demonstrieren und auch als Übungsaufgabe im „kleinen Praktikum" verwerten. Man nimmt als Lichtquelle zweckmäßig eine *Hg* enthaltende Geißlersche Röhre mit enger Kapillare, wie sie z. B. von den Firmen Götze-Leipzig und Zeiß-Jena geliefert werden. Ein aus zwei Spulen von 10 cm Höhe und 4 cm Durchmesser gebildeter kleiner Elektromagnet (2×500 Windungen, 1,2 mm Drahtdicke, 6 Amp. Stromstärke) reicht aus, um ein Feld von etwa 2000 Gauß zu erzeugen. Hängt man noch hinter das Okular des Beobachtungsfernrohrs ein dem Apparat beigegebenes Wollastonsches Prisma *w* (vgl. Fig. 11, wo der Elektromagnet sichtbar ist), so, daß man statt des von jeder Linie gebildeten Spaltbildes zwei solche in entgegengesetzten Richtungen (parallel und senkrecht zu den Kraftlinien) geradlinig polarisierte erhält, so beobachtet man beim Erregen des Elektromagneten, wie sich die Interferenzstreifen des Bildes, welches senkrecht zu den Kraftlinien polarisiert ist, verdoppeln, während die Streifen des anderen parallel den Kraftlinien polarisierten Bildes ihren Ort unverändert behalten (normales Triplett).[1]) Besonders die grüne Quecksilberlinie 546 $\mu\mu$ ist für die Beobachtung geeignet; die Anomalien der Linie treten unter den angewendeten Versuchsbedingungen noch nicht hervor.

Der Preis des Apparates ist nicht höher als der eines gewöhnlichen Bunsen-Kirchhoffschen Spektralapparats.

1) Vgl. E. Gehrcke, Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie. Die Wissenschaft, Heft 17, S. 108. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

(Eingegangen 3. Oktober 1907.)

Wilhelm Hort (Großlichterfelde), Gegenwärtiger Stand unserer Kenntnis der Formänderungsvorgänge bei plastischen Körpern.

Formänderungen plastischer Körper spielen in der Technik eine wichtige Rolle. Alle die Arbeitsvorgänge, die zur Fabrikation von Gebrauchsgegenständen benutzt werden, beruhen auf der Eigenschaft der Plastizität der meisten uns bekannten Materialien. Hierher gehört in erster Linie das Walzen, Schmieden, Pressen, Ziehen, Treiben, ferner das Stanzen, Lochen, Abscheren sowie die Bearbeitungsmethoden, die auf dem Abtrennen von Materialteilen beruhen, wie Drehen, Bohren, Hobeln usw.

Der Wichtigkeit dieser Sachlage war es angemessen, daß praktische und wissenschaftliche Technik schon frühzeitig an die Erforschung jener Vorgänge herangingen.

Die bekannteste Art eines Formänderungsvorganges der gedachten Art dürfte wohl die Zerreißung eines Metallstabes, z. B. weichen Eisens, sein. Es kommt, wenn man einen solchen Stab einem axialen Zug unterwirft und die zu den Formänderungen gehörenden Zugkräfte vertikal jene horizonzal in einem Koordinatensystem aufträgt, das in Fig. 1 gezeichnete Diagramm zustande.

Fig. 1.

Besonders bemerkenswert ist hier für uns der Punkt *A* des Diagramms, der den Beginn des Fließens des Stabmaterials kennzeichnet. Die Formänderungen im Fließgebiet *A B* sind wesentlich bleibend (plastisch) gegenüber denjenigen im Elastizitätsgebiet *O A*. Auf der Eigenschaft des Eisens und seiner Legierungen vor Erreichung des Fließbeginns (in kaltem Zustand) elastisch zu sein, beruht die Verwendung dieses Körpers zur maschinellen Konstruktion; es ist das Bestreben der Technik, die Fließgrenze des Eisens durch geeignete Legierung so hoch wie möglich zu legen.

Bei anderen Materialien ist bereits in kaltem Zustand von einem Elastizitätsgebiet keine Rede; hierher gehören die schlechthin als plastisch bezeichneten Massen, wie Ton und die weicheren Metalle, Blei und ausgeglühtes Kupfer.

Eine Einteilung der für uns in Betracht kommenden Körper nach dem Grade der Plastizität gibt Ibbertson in seiner Elastizitätstheorie S. 169:

1. Gase;
2. mobile Flüssigkeiten (Wasser);
3. viskose Flüssigkeiten (Glyzerin und Öl);
4. ultraviskose Flüssigkeiten (Fette);
5. plastische Körper (Wachs, Ton, Metalle in glühendem Zustand);

6. duktile Körper (Metalle in kaltem Zustande);
7. spröde Körper (Glas).

Hier interessieren uns in erster Linie die Gruppen 5 und 6.

Auf die Untersuchung duktiler Körper bezogen sich die ersten wissenschaftlichen Arbeiten. Eine der wichtigsten ist die Arbeit Trescas: Mémoire sur l'écoulement des corps solides. Da ich auf diese Arbeit im Zusammenhang mit der theoretischen Untersuchung unserer Frage zurückkommen muß, will ich zunächst auf die Arbeiten Kicks etwas näher eingehen. Kick ging darauf aus, den Arbeitsbedarf für die Formänderung duktiler und plastischer Körper festzulegen. Diese Aufgabe ist für die Technik zunächst die wichtigste, da ihre Beantwortung für die Beurteilung der Wirtschaftlichkeit einer Fabrikation unerläßlich ist, während die dynamische Frage, nämlich nach der Lagenveränderung der kleinsten Körperteilchen, erst in zweiter Linie in Betracht kommt.

Die Beantwortung jener Aufgabe ist nun im wesentlichen rein empirisch von der Praxis selbst gegeben worden und es ist Kicks Verdienst, jene Erfahrungen durch zahlreiche Experimente bestätigt und in eine Formel zusammengefaßt zu haben, die allerdings nur Verhältniswerte zu berechnen gestattet. Kick nennt diese Formel das Gesetz der proportionalen Widerstände; es läßt sich in zwei Sätzen aussprechen:

1. Die Arbeitsgrößen, welche zu ähnlicher Formänderung ähnlicher Körper erforderlich sind, verhalten sich wie die Volumina der Körper.

2. Die entsprechenden Kräfte verhalten sich wie die Oberflächen.

Die Experimente, die Kick zur Prüfung dieser Sätze anstellte, sowie die Folgerungen, die sich für die verschiedenen obengenannten Arbeitsprozesse aus ihnen ziehen lassen, sind von ihm in einem 1885 erschienenen Buch Gesetz der proportionalen Widerstände zusammengefaßt.

Der zahlenmäßigen Bestimmung der wirklichen Arbeitswerte hat Kick in diesem Buch ebenfalls seine Aufmerksamkeit gewidmet, doch liegt es auf der Hand, daß im kleinen betriebene Experimente, wie Kick sie anstellte, nur ein Notbehelf sein können.

Ich gehe nun dazu über, die mathematische Theorie plastischer Formänderungsvorgänge zu besprechen. Diese Theorie geht ebenso wie die oben besprochenen Untersuchungen davon aus, daß jene Vorgänge eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Fließen haben. De Saint-Venant (C.R. 1870) war der erste, der in diesem Sinne die hydrodynamischen Grundgleichungen heranzog und zwar indem er von der Annahme eines nach allen Richtungen gleichen inneren Druckes absah und vielmehr, wie in der Elastizitätstheorie, die an einem kleinen im Innern des Körpers liegenden Flächenelement angreifenden Kräfte in drei Komponenten zerlegte: Eine Normal- und eine Tangential- oder Schubkomponente.

Bleiben wir hier beim zweidimensionalen Problem, so vermehrt sich auf diese Weise die Zahl der abhängigen Variabeln um zwei gegenüber der Aufgabe der Dynamik einer idealen Flüssigkeit; es ist also erforderlich, zwei weitere Differentialgleichungen aufzustellen. Zu diesem Zwecke knüpfte Saint-Venant an die schon obengenannte experimentelle Untersuchung Trescas an, in der folgende Sätze bewiesen waren:

1. Bei plastischen Körpern ist die in einem Flächenelement auf die Flächeneinheit entfallende maximale Schub- oder Tangentialkraft gleich einer für das Material charakteristischen konstanten K, die Saint-Venant als Plastizitätsmodul bezeichnet.

2. Die Richtung der maximalen Tangentialkraft fällt mit der Richtung der maximalen relativen Gleitgeschwindigkeit zusammen.

So erhalten wir für die fünf abhängigen Variabeln folgende 5 Gleichungen:

$$1)\quad \frac{\partial p_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial p_{xz}}{\partial z}=-\varrho\left(X-\frac{\partial u}{\partial x}-u\frac{\partial u}{\partial x}-w\frac{\partial u}{\partial z}\right)$$

$$2)\quad \frac{\partial p_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial p_{zz}}{\partial z}=-\varrho\left(Z-\frac{\partial w}{\partial t}-u\frac{\partial w}{\partial x}-w\frac{\partial w}{\partial z}\right)$$

$$3)\quad 0=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}\cdot\quad \text{Kontinuitätsgleichung.}$$

$$4)\quad p_{xz}^2+\frac{(p_{zz}-p_{xx})^2}{4}=k^2.\quad \text{I. Trescascher Satz.}$$

$$5)\quad \frac{p_{zz}-p_{xx}}{2p_{xz}}=\left(\frac{\partial w}{\partial z}-\frac{\partial u}{\partial x}\right):\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)\cdot\quad \text{II. Tr. Satz.}$$

Mit der Verallgemeinerung dieser 5 Gleichungen für 3 Koordinaten mit ihrer Transformation auf Polar- und Zylinderkoordinaten sowie ihrer Integration in einfachen Spezialfällen beschäftigen sich im Anschluß an Saint-Venant zahlreiche Arbeiten von Levy, Boussinesq und anderen, über die in Todhunters' History of elasticity referiert ist.

So interessant diese Arbeiten an sich sind, so möchte ich auf eine Besprechung hier verzichten, da es bis jetzt noch nicht möglich ist, ihre Richtigkeit durch das Experiment zu beweisen. Insbesondere fehlt noch die Klarheit darüber, ob sie wirklich ausreichend sind und ob nicht vielleicht wenigstens bei plastischen Körpern in den Gleichungen 1 und 2 ein Zusatzglied erscheinen muß, welches von den relativen Gleitgeschwindigkeiten abhängt analog dem Reibungsglied in den Differentialgleichungen für zähe Flüssigkeiten.

Auf die Notwendigkeit solcher Experimente haben bereits 1875 Saint-Venant und Tresca hingewiesen unter Angabe einer Methode, die Bahnen der kleinsten Teilchen im plastisch deformierten Körper zu verfolgen; doch hat diese Anregung nur geringen Erfolg gehabt, indem die Experimentatoren andere Ziele verfolgten, immerhin erscheinen mir diese Arbeiten wichtig genug, Ihnen zu zeigen, welche Anregungen vorliegen und wie viele technisch wichtige Fragen noch unaufgeklärt sind.

Am leichtesten zugänglich sind dem Experiment die sogenannten Fließfiguren. Sie treten namentlich dann auf, wenn härtere Materialien in der Nähe der Fließ- oder Streckgrenze und darüber hinaus beansprucht werden und stehen in unmittelbarem Zusammenhang mit der Spannungsverteilung im Innern des beanspruchten Körpers. Sie sind in vielen Fällen schon mit bloßem Auge sichtbar, durch gewisse Ätz- und Anlaßverfahren kann ihre Deutlichkeit wesentlich erhöht werden.

Eine ausgedehnte Untersuchung über das Zustandekommen dieser Figuren hat 1894 ein Komitee der französischen Artillerie anstellen lassen, über welche 1896 der Artilleriekapitän Hartmann in einem Buche berichtete. Ich führe aus diesem einige wichtigere Liniensysteme vor. Fig. 2 zeigt ein auf Zug be-

Fließ-Figuren. Hartmann 1896.

Fig. 2.

anspruchtes Prisma; beim Überschreiten der Streckgrenze bedeckt sich die Oberfläche desselben von den Enden ausgehend mit zwei Scharen paralleler Linien, deren Neigungswinkel zur Stabachse unter allen Umständen derselbe und für das Material charakteristisch ist. Analog überzieht sich die Oberfläche eines Rundstabes (Fig. 3) mit zwei Scharen von Schrauben-

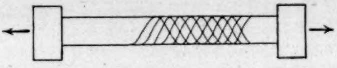


Fig. 3.

linien. Bei der Druckbeanspruchung kurzer Prismen oder Zylinder (Fig. 4 und 5) treten ähnliche Erscheinungen auf, doch sind die Neigungswinkel der Liniensysteme andere. Eine auf Druck beanspruchte Kugel (siehe Fig. 6) überzieht sich mit sphärischen Schraubenlinien. Wird eine Oberfläche teilweise auf Druck beansprucht, so treten rund um die Druckfläche herum Spannungsliniensysteme auf, die beson-

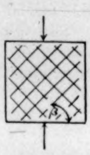


Fig. 4.

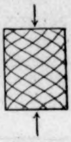


Fig. 5.

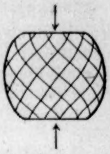


Fig. 6.

ders deutlich beim Lochen von Blechen sichtbar werden, indem sie sich durch regelmäßiges Abspringen der Walzhaut des Bleches bemerklich machen. Die Walzhaut ist spröde und vermag den plastischen Deformationen des Materials nicht zu folgen. So entstehen die regelmäßigen Figuren, die zuerst Lüders beobachtet hat. (Fig. 7.)

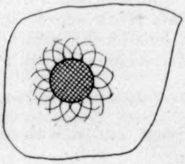


Fig. 7.

Sehr instruktiv sind schließlich noch die Fließfiguren, die bei Biegungsbeanspruchungen prismatischer Körper auftreten. Diese Linien sind nichts anderes als die Spannungsverteilungslinien, die Airy und Maxwell zuerst für elastische Körper aus den Gleichungen der theoretischen Elastizitätslehre abgeleitet haben.

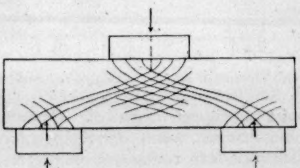


Fig. 8.

Zum Vergleich habe ich in Fig. 9 den Verlauf der Airyschen Linien in einem Balken gezeichnet, der an einem Ende fest eingespannt

Beispiel Airyscher Spannungslinien. 1862.

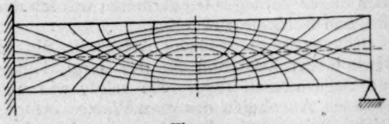


Fig. 9.

ist, am anderen frei aufliegt und nur durch sein Eigengewicht belastet ist. Die Unterschiede sind durch die Verschiedenheit der Grenzbedingungen hervorgerufen, aber charakteristisch ist auch hier der Verlauf der Kraftlinien zwischen den Angriffsflächen der äußeren Kräfte.

Auf die Frage, ob diese Liniensysteme die Saint-Venantschen Plastizitätsgleichungen befriedigen, ist die französische Kommission leider nicht eingegangen; doch hat Reytö (Baumaterialienkunde 1898) aus ihnen die Richtigkeit des oben angeführten Trescaschen Satzes von neuem bestätigt. Ich glaube aber, daß diese so leicht ausführbaren Experimente vorzüglich geeignet sind, die Saint-Venantschen Differentialgleichungen wenigstens für duktile Körper, namentlich Metalle, in kaltem Zustande zu prüfen.

Versuche mit plastischen Körpern hat der bereits genannte Kick angestellt. Er verwendete Tone in verschieden gefärbten Schichten, seine Ausflußversuche schildert Fig. 10. Interessant ist übrigens noch die Gestalt dieser Schichtungskurven, wenn der Kolben nicht kontinuierlich, sondern ruckweise drückt; in diesem Falle werden die Kurven seltsam unregelmäßig, was offenbar auf Massenwirkungen zurückzuführen ist, (siehe Fig. 11). Leider hat auch Kick eine Prüfung der Saint-Venantschen Gleichungen nicht versucht.

Kicks Ausflußversuche mit plastischen Massen. 1873.

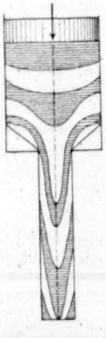


Fig. 10. Kontinuierlich.

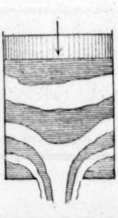


Fig. 11. Stoßweise.

Wichtiger als die Ausflußvorgänge plastischer Körper ist der Walzprozeß glühender Metalle, besonders des Eisens. Der Besprechung der über diesen vorliegenden Arbeiten will ich mich nun zum Schlusse zuwenden.

Eine erste theoretische Arbeit ist die von Fink in der Zeitschrift für das Berg-, Hütten- und Salinenwesen 1874. Sie zeigt, wie unter gewissen Annahmen das zum Walzen erforderliche Drehmoment berechnet werden kann, wenn die Reibung des Materials an der Walzenoberfläche sowie der Plastizitätsmodul bekannt sind. Aber eben diese Größen entziehen sich ohne experimentelle Bestimmung unserer Kenntnis. Auf die Lagenveränderung der kleinsten Teile geht die Arbeit im übrigen gar nicht ein.

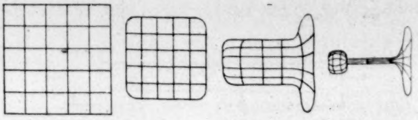
Zur Aufklärung dieser Fragen setzte Anfang der achtziger Jahre der Verein Deutscher Eisenhüttenleute eine Kommission ein, welche durch Versuche feststellen sollte:

1. den beim Walzen erforderlichen Arbeitsverbrauch,
2. den Druck der Walzen auf das Material und
3. die Verschiebung der einzelnen Partikel beim Walzen.

Über die mit diesem Programm angestellten Versuche berichtete die Kommission in der Zeitschrift Stahl und Eisen 1881. Beteiligt hatten sich an den Versuchen die Gute Hoffnungshütte, der Phönix und das Blechwalzwerk Schulz-Kanutsch. So wichtig auch die zutage geförderten Ergebnisse für die Beurteilung der Arbeits- und Kraftwirkungen in den Walzwerken waren, so blieb doch noch manches zur Klarstellung des gesamten Walzprozesses übrig, wenn man an dem wünschenswerten Ziel festhält: Vorausberechnung der Kraft- und Arbeitsverhältnisse sowie der Materialbeanspruchungen und Verzerrungen, wenn die Walzmaschine, das Material und die anfängliche Walztemperatur gegeben sind.

Wie schön solche Versuche hinsichtlich der Materialverschiebung durchgeführt werden können, soll Ihnen die Wiedergabe eines Versuches der Kommission mit Auswalzen eines aus einem Bündel paralleler Eisenstäbe zusammengeschweißten Paketes zu einer Schiene zeigen: Die Querschnitte wurden geätzt, die so sichtbar werdenden Schweißfugen geben ein deutliches Bild der Materialverzerrung. (S. Figuren 12.)

Walzversuche des Vereins deutscher Eisenhüttenleute. 1881.



Paket. Im Spitzbogenkaliber vorgewalzt. Dritter Stich der Vorwalze. Fertig.

Fig. 12.

Im Anschluß an diese grundlegende Untersuchung hat dann E. Blaß in Stahl und Eisen 1882, S. 283 eine Theorie des Walzprozesses ausgearbeitet, die die vom Experiment gelassenen Lücken durch geeignete Annahmen auszufüllen versucht. Weiterhin hat Hollenberg 1883

der Materialdeformation beim Walzen seine Aufmerksamkeit geschenkt, indem er Walzblöcke mit quer zur Achse eingeschobenen Stäbchen versah, deren Gestaltsänderung nach dem Walzen durch Anätzen der Schnittfläche des parallel zur Achse aufgeschnittenen Blockes sichtbar gemacht wurden. (S. Fig. 13.)

Walzversuche von Hollenberg. 1883.

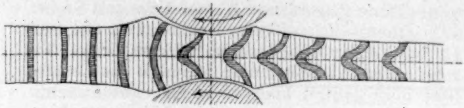


Fig. 13.

Merkwürdigerweise haben diese so interessanten Anfänge der Untersuchung des Walzprozesses keine Fortsetzung erfahren. Daß dies im Interesse der Technik sehr zu bedauern war, hat die Durcharbeitung des Mannesmannschen Walzverfahrens gezeigt. Bekanntlich sind außerordentliche Mittel aufgewendet worden, um dies Verfahren zur Auswalzung fertiger Rohre brauchbar zu machen. Dies gelang nicht, da das Verfahren so erhebliche Materialbeanspruchung erforderte, daß das Material zerriß. Man mußte sich vielmehr darauf beschränken, die Blöcke zu „lochen", d. h. zu kurzen und dickwandigen Rohren auszuwalzen. Das Fertigwalzen zu langen und dünnwandigen Rohren wird dagegen auf anderen Walzmaschinen, den sogenannten Pilgerschrittwerken, vorgenommen. Wäre Anfang der neunziger Jahre eine ausreichende Theorie des Walzprozesses vorhanden gewesen, so hätte die Tragweite des Mannesmannschen Verfahrens vermutlich von vornherein leichter beurteilt werden können.

Um zum Schluß eine Zusammenfassung unserer Untersuchung zu geben, so möchte ich aussprechen, daß auf dem Gebiete der plastischen Formänderungsvorgänge mannigfache Anfänge nach theoretischer und experimenteller Richtung hin vorliegen, daß aber die Prüfung der Differentialgleichungen Saint-Venants noch ausgedehnte Versuche erforderlich macht, deren Anstellung im Interesse auch der praktischen Technik zweifellos von großer Bedeutung ist.

(Eingegangen 19 September 1907.)

R. Danneberg (Dresden), Verwendung des Zinksulfidschirmes als Lehrmittel zu Schulversuchen über Wärmestrahlen und als Röntgenschirm.

Das, was ich Ihnen vorzuführen gedenke, ist wissenschaftlich nichts Neues. Daß die hexagonale Zinkblende bei Bestrahlung mit kurzwelligem Lichte leuchtet und nachleuchtet, daß dieses Leuchten durch Wärmestrahlen gelöscht werden kann, hat schon Becquerel[1]) zu seinen Untersuchungen über Wärmestrahlung verwendet. Daß dieselbe Substanz auf Röntgenstrahlung reagiert, daß das Röntgenbild nach der Bestrahlung bleibt, war auch im Jahre der Entdeckung der Röntgenstrahlen von Henry[2]) gefunden worden. Trotzdem fanden diese im Prinzip bekannten Erscheinungen keine weitere Verwendung. Dies erklärt sich für die Reaktion eines mit Schwefelzink bestreuten Schirmes auf kurz- bez. langwelliges Licht vielleicht daraus, daß die Becquerelschen Versuche als zu fein für Demonstrationsversuche angesehen wurden. Für die Reaktion auf Röntgenstrahlung liegt vielleicht die Erklärung darin, daß die Röntgenstrahlung selbst die Geister zu sehr in Anspruch nahm, als daß man auf diese Nebenerscheinung geachtet hätte. Schließlich scheint mir wesentlich, daß das geeignete hexagonale Schwefelzink nur schwer zu erhalten war. Heute liefert die Firma Buchler & Co. in Braunschweig geeignetes Schwefelzink, ja sie bringt bequeme Schirme von gutem Korn zum Preise von M. 7,50 in den Handel, die für ein Schulkabinett eine teure lineare Thermosäule entbehrlich machen und dabei einen besseren Röntgenschirm abgeben, als man ihn gewöhnlich im Baryumplatincyanürschirm hat.

Die neuen Demonstrationsversuche, die sich auf diese bekannten Eigenschaften der Zinkblende stützen, zeichnen sich nun dadurch aus, daß sie erstens sofort, ohne jede Vorbereitung, anzustellen sind. Mir erscheint das wesentlich, da es bei unseren großen Doppelanstalten mit nur einem Zimmer womöglich für Physik und Chemie unvermeidlich ist, daß in mehreren unmittelbar aufeinander folgenden Stunden im nämlichen Zimmer für verschiedene Klassen Unterricht ist, daß also von einer experimentellen Vorbereitung keine Rede sein kann. Zweitens aber gestatten die Versuche eine wirkliche Beobachtung, d. h. sie stellen eine Wahrnehmung dar, die der Schüler geistig verarbeiten muß, um zu einem physikalischen Gesetz zu kommen. Sie gehören also nicht zu den Versuchen, deren Bedeutung erst erzählt werden muß und die dann mehr oder weniger als interessante Spielerei angeschaut werden. Drittens aber reagiert der Schirm, wenn er nahe an die Strahlenquelle gehalten wird, fast augenblicklich auf die Strahlung, so daß die Zeit, die auf den Versuch verwendet werden muß, sehr gering ist, der wesentlichste Teil

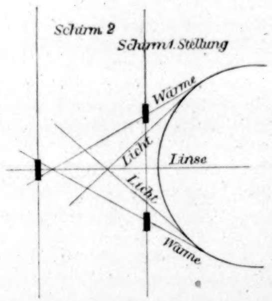
1) Ann. chim. phys. (5) 30, 1883.
2) Comptes Rendus 1896, Note de M. Henry, Utilité etc.

der Stunde also auf geistige Arbeit verwendet werden kann.

Ein Nachteil ist, daß die Beobachtungen bei völlig verdunkeltem Zimmer gemacht werden müssen. Am besten läßt man vor der Beobachtung die Augen schließen, um möglichst ausgeruhte Augen zu haben.

1. Hält man den Schirm in die Sonnenstrahlen, oder wie hier in die Strahlen einer Bogenlampe oder eines Argandbrenners, so leuchtet der Schirm grün, das Leuchten bleibt auch längere Zeit nach der Bestrahlung.

2. Bedeckt man den zum Leuchten gebrachten Schirm mit einem dünnen Blatt Hartgummi von ca. 0,6 mm Dicke und dieses wieder zur Hälfte mit einem Brett und hält man das Ganze kurze Zeit in die Strahlen des Bogenlichtes, so ist der Schirm da, wo das Holz die Hartgummiplatte nicht bedeckte, dunkel. Dort, wo über dem Schirme Hartgummi und Holz lag, leuchtet der Schirm noch.



Mit Hilfe eines Looserschen Thermoskops kann man nachweisen, daß der Hartgummischirm Wärme durchläßt.

Folgerung: Das Leuchten des Schirmes wird durch Wärmestrahlung gelöscht. Es gibt dunkle Wärmestrahlung, diese geht durch Hartgummi, aber nicht durch Holz hindurch.

3. Drückt man die Hartgummiplatte mit den Fingern gegen den vorher zum Leuchten gebrachten Schirm, so daß die Finger flach aufliegen und setzt das Ganze der Lichtstrahlung aus, so erhält man leuchtende Fingerbilder auf dunklem Grunde.

Erklärung: Durch die Finger geht die Wärmestrahlung nicht hindurch, wohl aber durch die Hartgummiplatte. Da, wo also die Finger die Wärmestrahlung nicht abblenden, wird sie das Leuchten löschen.

4. Man blendet die Bogenlichtstrahlung bis auf eine kreisrunde Öffnung ab, in die eine mit undurchsichtiger Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff gefüllte Kugel paßt. Man bemerkt, daß keine Lichtstrahlung austritt. Hält man aber den vorher belichteten Schirm in einiger Entfernung davor, so zeigt sich unmittelbar ein schwarzer Fleck.

Folgerung: Die Flüssigkeit läßt die dunkle Wärmestrahlung durch; diese läßt sich, wie Licht bei einer Linse, brechen und konzentrieren.

5. Läßt man das Bogenlicht durch parallel geschliffene Platten von Alaun, Glas und Steinsalz gehen, die auf dem leuchtenden, mit der Hartgummiplatte bedeckten Schirme liegen, so zeigt sich, daß hinter dem Steinsalz das Leuchten völlig getilgt, hinter dem Glas geschwächt, aber hinter dem Alaun nur wenig verdunkelt ist. Die nötige Versuchsdauer hängt von der Entfernung des Schirmes vom Bogenlicht ab.

Folgerung: Alaun absorbiert fast alle Wärme, Glas läßt Wärme teilweise hindurch; durch Steinsalz geht die Wärme ungehindert.

6. Setzt man die drei Substanzen so lange der Strahlung aus, bis sie sich erwärmt haben, und legt man sie auf den leuchtenden Schirm, so zeigt sich, daß das Alaun eine Schwärzung, Glas eine Trübung des Leuchtens bewirkt, während die Steinsalzplatte gar keine Wirkung verursacht hat.

Folgerung: Die Körper, die die meiste Wärmestrahlung hindurchlassen, erwärmen sich am wenigsten.

7. Läßt man Bogenlicht auf Platten derselben Glassorte von verschiedener Dicke fallen, so zeigt sich im Auslöschen des leuchtenden Schirmes keine Wirkung.

Folgerung: Strahlen, die durch eine Substanz hindurchgegangen sind, werden ungehindert von ihr wieder hindurchgelassen.

8. Bedeckt man den leuchtenden Schirm zur einen Hälfte mit einer roten, zur andern einer blauen Platte und setzt ihn so der Strahlung aus, so leuchtet der Schirm hinter der dunklen, blauen Platte hell auf, dagegen ist er dunkel geworden hinter der hellen, roten Platte.

Folgerung: Der Schirm reagiert auf Strahlung, die dem Blau verwandt; Wärmestrahlung ist dem roten Lichte verwandt.

9. Hält man den leuchtenden Schirm in den Strahlenkegel einer Sammellinse, so daß der Schirm zwischen Brennpunkt und Linse steht, so erhält man einen hellen Fleck mit schwarzem Rande. Hält man den Schirm hinter den Brennpunkt, so erhält man einen dunklen Fleck mit hellem Rande.

Folgerung: Die Vereinigung der Lichtstrahlung erfolgt vor der Vereinigung der Wärmestrahlung. Die eigentliche Brennweite, d. h. die Vereinigung der Wärmestrahlen ist größer als die Brennweite der Lichtstrahlung. Die Wärmestrahlen werden also schwächer gebrochen als die Lichtstrahlen. Nebenstehende

Figur erläutert überdies den Versuch. Das Dunkelwerden des Schirmes ist durch die dicken Striche angedeutet.

Es gelingt nun mit diesem Schirme auch die spektrale Untersuchung der Wärmestrahlung. Als Zerlegungsprisma eignet sich dazu am besten ein Quarzprisma, das alle Strahlen nahezu gleichmäßig durchläßt und überdies seiner optischen Eigenschaften wegen in jeder Sammlung vorhanden ist. Sonst kann man sich leicht ein Steinsalzprisma aus einem klaren Stücke Steinsalz mit der Laubsäge schneiden und dies nach dem Weinholdschen Rezepte (es genügt meist schon das Schleifen auf feiner Leinwand mit gutem Alkohol) polieren.

Läßt man das Licht der Bogenlampe auf ein Diaphragma von nicht zu kleiner Spaltöffnung fallen und diesen Strahlenstreifen durch ein Prisma gehen, so erhält man ein leidliches Spektrum, wenn man dafür sorgt, daß die Kohlenstifte eine gerade Linie bilden, der Spalt zu dieser Geraden parallel läuft. Man kann so zunächst zeigen, daß weißes Licht aus einer Reihe von farbigen Strahlen zusammengesetzt ist.

10. Läßt man das Spektrum auf den dunklen Schirm fallen, so zeigt sich nur in der Nähe des violetten Teils ein helles Aufleuchten.

Folgerung: Der Schirm leuchtet nur in dem violetten Teil des Lichtes.

11. Läßt man das Spektrum auf den leuchtenden Schirm fallen, so zeigt sich, daß der Schirm durch das violette Licht noch heller als zuvor leuchtet, daß aber im Bereiche des roten Lichtes das Leuchten des Schirmes verlöscht wird.

Folgerung: Die Wärmestrahlen sind weniger brechbar als die violetten Strahlen. Es gibt Wärme von verschiedener Brechbarkeit.

12. Bedeckt man den Schirm mit einem schmalen, rechteckigen schwarzen Papierstreifen *a* so, daß er das Spektrum der Länge nach durchläuft, ohne es zu bedecken, legt man dann auf den Schirm und den Streifen *a* ein schwarzes Papier *b*, das den Schirm völlig verdeckt, so kann man auf *b* das Spektrum entwerfen. Man gibt sich nun die Stelle des äußerst sichtbaren Rot und Violett an, blendet die Strahlung ab, bricht das Blatt *b* so um, daß der vorher zum Leuchten gebrachte Schirm von keiner sichtbaren Strahlung getroffen wird und läßt nun das Spektrum einige Zeit wirken. Man sieht es nur auf dem gebrochenen Papier *b*, der Schirm ist völlig geschützt davor. Unterbricht man den Versuch, so zeigt sich, daß jenseits des Rot das Leuchten des Schirmes, dort, wo es nicht von *a* bedeckt war, zurückgegangen ist, daß aber der Schirm jenseits des Violett, da, wo es nicht gelegen hat, heller leuchtet als da, wo *a* gelegen hat.

Folgerung: Es gibt dunkle Wärmestrahlen von geringerer Brechbarkeit als die rote Strahlung, ultrarote Strahlen. Es gibt aber auch unsichtbare Strahlen von größerer Brechbarkeit als violettes Licht, ultraviolette Strahlung. Strahlen geringerer Brechbarkeit tilgen die Wirkung der von größerer Brechbarkeit.

13. Man fülle schließlich ein planparalleles Gefäß mit ausgekochtem Wasser, verschließe es mit Paraffin und lege es so neben eine Glasplatte gleicher Dicke auf den zum Leuchten gebrachten Schirm, daß die Trennungslinie das Spektrum der Länge nach halbiert, so zeigt sich, daß dort, wo die Strahlung durch Wasser gegangen ist, das Spektrum stark verkürzt ist.

Folgerung: Die dunklen Wärmestrahlen zeigen bei der Absorption ein verschiedenes Verhalten nach ihrer Brechbarkeit. Wasser absorbiert die dunklen Wärmestrahlen geringerer Brechbarkeit mehr als Glas.

Fassen Sie das alles zusammen mit den übrigen Versuchen über die Durchlässigkeit von Wärmestrahlung bei Gasen, mit denen ich Sie nicht aufhalten will, so dürfte das, was der Schüler über Wärmestrahlen wissen soll, aus den Versuchen abgeleitet worden sein.

Will man exaktere Versuche über die Brechbarkeit der Wärmestrahlung und den Nachweis des Vorhandenseins von Fraunhoferschen Linien usw. liefern, so muß man mit Hilfe von Steinsalzlinsen exaktere Spektren erzeugen.

Nun aber besitzt man in dem Schirm auch einen prächtigen Ersatz für den teuren Baryumplatincyanürschirm.[1])

Legt man mehrere solcher Schirme übereinander, darauf z. B. ein Reißzeug und setzt das Ganze ca. 1 Min. in bekannter Weise der Röntgenstrahlung aus, so gibt jeder Schirm ein deutliches, einige Minuten nach der Bestrahlung bleibendes Röntgenbild, das im Auditorium zur Besichtigung herumgegeben werden kann. Das Bild klingt allmählich ab und kann durch Wärmestrahlung völlig und sofort getilgt werden. Bedeckt man also den Schirm mit einem dünnen Blatt Hartgummi und hält das Ganze unter eine Glühbirne, so verschwindet das Bild; der Schirm ist wieder gebrauchsfertig. Natürlich gibt der Schirm auch während der Bestrahlung Bilder. Nur muß dabei der Gegenstand ruhig liegen, da das Nachbild der ersten Lage das gegenwärtige Bild stört.

Dadurch, daß man das Bild nach der Aufnahme besichtigen kann, hat man den Vorteil, daß sowohl die Aufnahme selbst, wie die Beobachtung in größerer Ruhe vor sich geht und schließlich ist man vor der gefährlichen Strahlung geschützt. Bleiglas und andere Schutzvorrich-

1) Elektrotechn. Zeitschrift 1906, Nr. 44, Über einen Röntgenschirm usw. von Danneberg.

tung, die den Schirm unhandlich machen, fallen weg.

Der Schirm läßt sich nun noch als guter Verstärkungsschirm bei der Röntgenphotographie verwenden und kürzt so die Belichtungszeit wesentlich ab. Legt man ihn nämlich mit der Schichtseite auf die Schicht der photographischen Platte und belichtet man, so wirken nicht nur die Röntgenstrahlen selbst, sondern auch die Strahlen des Schirmes, ja diese wirken auch noch, wenn die unmittelbare Bestrahlung aufgehört hat.

Bedingung dabei ist, daß der Schirm glatt auf der Platte aufliegt und das Korn des Schirmes sehr fein ist. Da diese Bedingungen sehr schwer zu erfüllen sind, so leiden die Bilder etwas an Unschärfe, die aber bei schnellem Aufsuchen von Fremdkörpern nicht in Frage kommt. Daß der Schirm eine photographische Aufnahme kontrolliert, indem man ihn unter die Kassette legt, braucht wohl kaum erwähnt zu werden.

Die Bilder, die der Schirm liefert, sind besser, als die des Platinbaryumcyanürschirmes. Da sich nämlich die durch die einzelnen Stöße des Röntgenlichts erzeugten Bilder übereinander lagern, so verschwindet das Flimmern des Bildes und schließlich werden durch das Übereinanderlagern von geringen Helligkeiten auch dichtere Teile des bestrahlten Objektes durchleuchtet.

(Eingegangen 4. August 1907.)

Ernst Beckmann (Leipzig), Studien zur Präzisierung der Siedemethode.

Vergleichende ebullioskopische Versuche haben gezeigt, daß die Siedemethode bei verschieden konstruierten Apparaten nicht immer dieselben Konstanten liefert. Sodann werden besonders bei niedrigen Konzentrationen bisweilen große Unregelmäßigkeiten beobachtet.

Gegen die gefürchtete Überhitzung wurden vom Vortragenden bisher Siederleichterer (Platin) sowie Füllmaterial (Tariergranaten) in das mit Gas bezw. Elektrizität direkt geheizte Siedegefäß gebracht.

Besser noch schien Einleiten von Dampf des Lösungsmittels, was Landsberger (nach Faraday u. a.) empfahl, gegen Überhitzung zu schützen, indessen werden nach den Versuchen des Vortragenden besonders bei höher siedenden Flüssigkeiten zu niedrige Konstanten erhalten.

Bei den nun mitgeteilten Versuchen über die Verhältnisse bei direktem Heizen wurde die Flüssigkeit im Siedegefäß vermittels Platindraht, welcher auf einen Glasstab gewickelt war, elektrisch geheizt; zur Erhitzung des Dampfmantels diente ein Bunsenbrenner. Umgekehrt wie bei der Dampfstrommethode resultierten hier die richtigeren Konstanten bei hochsiedenden Lösungsmitteln, während bei mittleren Siedepunkten (Benzol, Chloroform) bisweilen starke Anomalien auftraten, z. B. lieferten Benzol sowie Triphenylmethan in Chloroform bei steigender Konzentration zunächst abnorm große, dann zu kleine und schließlich richtige Erhöhungen. Kampfer sowie Naphthalin dagegen gaben in Chloroform keinerlei Abweichungen. Die Unregelmäßigkeiten sind zurückzuführen auf die Neigung mancher Substanzen, die Siedeverhältnisse zu ändern und lokale Überhitzungen herbeizuführen. Besonders kommt diese Wirkung den schaumbildenden Stoffen zu. Diese Anomalitäten lassen sich aber auf verschiedene Weise beseitigen:

1. Durch Anwendung einer genügenden Menge Füllmaterial (Zeitschr. f. phys. Chemie **40**, 136, 1902), welches die Schaumbildung mäßigt, aber eine innige Berührung von Dampf und Flüssigkeit sichert. — Die Ansicht Bigelows, daß man bei elektrischem Heizen allgemein von Füllmaterial absehen könne, hat sich nicht bestätigt.

2. Bei Anbringung einer Einschnürung oder eines Diaphragmas am Siederohr, wodurch ebenfalls der Schaum zurückgehalten, die Durchmischung aber gefördert wird.

Die Konstanten fallen hier, wie beim Einleiten von Dampf, etwas niedriger aus.

3. Durch vorherige Auflösung einer schaumbildenden Substanz, z. B. von Benzol oder Triphenylmethan in Chloroform.

Die regulierende Wirkung kann hier konstatiert werden durch eine Klappvorrichtung, welche bei geschlossener Klappe das Thermometer vor aufsteigenden Dampfblasen schützt. Während sich im Lösungsmittel bei offener Klappe eine höhere Temperatur einstellt als bei geschlossener, ist nach dem Zufügen von Substanz bis zur genügenden Schaumbildung das Öffnen und Schließen der Klappe ohne Einfluß auf das Thermometer. Darauf werden sowohl von schaumbildenden wie auch von nichtschaumbildenden Stoffen richtige Werte erhalten.

4. Durch Ermittlung der Erhöhungen bei Entfernung des Thermometergefäßes aus der Flüssigkeit.

Diese bisher immer vergeblich angestrebte Art der Bestimmung läßt sich so ausführen, daß man die Dämpfe in eine das Thermometergefäß umgebende, in die Flüssigkeit tauchende Glasglocke treten läßt und dadurch das, zweckmäßig umgekehrte, Thermometergefäß in einen nach außen abfließenden Dampfstrom bringt.

5. Durch eine ähnliche Vorrichtung, welche entweder den Dampf zwingt, von außen nach innen am Thermometer vorbeizuströmen und

verhindert, daß Schaum an das Thermometer gelangt, oder auch gestattet, dampffreie Flüssigkeit um das Thermometer zu bringen, die von außen durch den Dampf geheizt wird.

Sonderbarerweise erfolgen die Einstellungen des Thermometers im Dampf der Lösungen sehr verschieden schnell, was anscheinend mit der Flüchtigkeit der Substanzen zusammenhängt. Immer vollzieht sich aber die Einstellung prompt nach vorübergehender Benetzung des Thermometers mit der Lösung.

Für die Praxis geht zunächst aus den Versuchen hervor, daß direkte Heizung mit Gas oder Elektrizität die zuverlässigsten Konstanten liefert, nur muß man den lokalen Überhitzungen, welche besonders bei Neigung zur Schaumbildung auftreten, durch geeignete Versuchsbedingungen entgegenwirken. Zumeist geschieht das am bequemsten durch Anwendung von Füllmaterial. Selbstredend wird man bei genauen Versuchen die Außentemperatur durch einen Dampfmantel konstant halten und Fehler aus Barometerschwankungen durch einen Kontrollapparat mit Lösungsmittel eliminieren.

Bei dieser Untersuchung hatte sich der Vortragende der eifrigen und fördernden Mitwirkung der Herren Dr. Liesche und Kand. Th. Klopfer zu erfreuen.

(Eingegangen 11. September 1907.)

C. Kassner (Berlin), Meteorologische Globen.

Während meteorologische Darstellungen sich bisher meist auf Karte und Diagramm beschränkten und nur vereinzelt Isoplethenflächen plastisch wiedergegeben wurden, wollen die Kaßnerschen Globen gegenüber der zu mißverständlichen Auffassungen Anlaß gebenden Merkatorkarten eine richtige Vorstellung von der Verteilung des Luftdrucks, der Lufttemperatur und der Luftströmungen, sowie von den wahren Größenverhältnissen der Zonen ermöglichen. Dabei entspricht der Januarglobus dem Nordwinter und Südsommer, der Juliglobus dem Nordsommer und Südwinter. Sie zeigen auf den ersten Blick die besonders wichtigen Hoch- und Tiefdruckgebiete (die sogenannten Aktionszentren der Atmosphäre), die Verschiebung der Luftmassen vom Sommer zum Winter, den Wärmeäquator und die Kältepole, den Einfluß von Land und Wasser, sowie von Gebirgen und Meeresströmungen auf die Wärmeverhältnisse, ferner Passate und Monsune usw. Erst bei einer Globusdarstellung tritt ja die enorme Größe der Tropenzone gegenüber den winzigen Polarkappen hervor, während man nach den gewöhnlichen meteorologischen Karten die kalten Zonen weit überschätzt.

Die Globen sind nach den neuesten bis Ostern 1907 erschienenen klimatologischen Materialien entworfen, wobei auch die Ergebnisse der letzten Südpolarexpeditionen berücksichtigt wurden, und je in 15 Farben gedruckt.

Die Luftdruckverhältnisse sind durch blaue Isobaren (Verbindungslinien aller Orte mit gleichem mittlerem monatlichem Luftdruck im Meeresniveau) dargestellt. Die Isobare 760 mm, die ungefähr dem mittleren Luftdruck entspricht, ist als Trennungslinie der Gebiete hohen und tiefen Luftdrucks besonders stark gezeichnet (═). Die Isobaren über 760 mm sind ausgezogen (▬), die unter 760 mm aber gestrichelt (----).

Die vorherrschenden Winde sind durch Pfeile (⟶), die mit dem Winde fliegend gedacht sind, angegeben.

Die Temperaturverteilung ist durch rote Isothermen (Verbindungslinien aller Orte mit gleicher mittlerer Monatstemperatur im Meeresniveau) dargestellt. Die 0^0-Isotherme ist als Grenze der warmen und kalten Gebiete besonders hervorgehoben (═); auch die Zehnergrad-Isothermen ($\pm 10^0$, $\pm 20^0$, $\pm 30^0$, -40^0) sind stärker gezogen. Um aber die Temperaturverhältnisse noch deutlicher hervortreten zu lassen, ist Flächenkolorit angewendet worden, und zwar rot für die warmen (über 0^0), blau für die kalten (unter 0^0) Gebiete; außerdem sind die Zonen zwischen je 10^0 von 0^0 aus mit immer dunkleren Farbentönen angelegt, so daß die dunkelroten und dunkelblauen Gegenden als die wärmsten und kältesten sofort zu überblicken sind.

Ein grauer Farbenton hebt die Landflächen von den Wasserflächen ab und ein brauner läßt die Gebirge hervortreten.

Endlich lassen die eingetragenen Orte durch besondere Signaturen, die Sitze aller meteorologischen Institute (■), der meteorologischen Observatorien (+) — auch wichtiger nicht mehr bestehender, wie Ben Nevis usw. — und zahlreicher meteorologischer Beobachtungsstationen (●) erkennen.

Zu diesen Globen kann man noch kleine Modelle beziehen, die einen überraschenden Einblick in die wahren Raumverhältnisse der Atmosphäre, z. B. von ihrer Höhe, sowie der Höhe und Ausdehnung von Depressionen usw. gewähren.

Jedoch nicht bloß wissenschaftlich bedeuten diese Globen einen Fortschritt, sondern auch technisch, denn sie besitzen eine patentamtlich geschützte Vorrichtung, vermöge deren man die Globen durch einen einzigen Handgriff so umlegen kann, daß die Südhalbkugel bequem zu betrachten und dabei auch zu drehen ist. Ein solches Paar Globen ist von dem Verlage von Dietrich Reimer (Ernst Vohsen) zu Berlin für 50 M. zu beziehen.

(Eingegangen 15. September 1907.)

G. Brion (Dresden), Der Hochspannungslichtbogen und seine Bedeutung in der elektrochemischen Industrie.

Im Gegensatz zum Niederspannungslichtbogen, bei dem der Hauptpotentialfall an der Anode und Kathode stattfindet, kann man den Hochspannungslichtbogen in der Weise definieren, daß bei demselben der Hauptteil der Spannung in der Gasstrecke selbst liegt. Selbstverständlich muß diese Spannung einen solchen Betrag annehmen, daß die ganze Erscheinung in das Gebiet der Hochspannung fällt. Der Anoden- und Kathodenfall sind hierbei von derselben Größenordnung wie beim Niederspannungslichtbogen. Nun ist der Potentialgradient in der Luft relativ gering; er beträgt beispielsweise zwischen gewöhnlichen Kohlenelektroden bei Stromstärken von 10 Amp. rund 20 Volt pro cm Länge. Infolgedessen ist der Hochspannungslichtbogen nur dadurch herzustellen, daß die von demselben bestrichene Gasstrecke groß ist. Bei diesen großen Längen ist aber eine Verzerrung des äußerst beweglichen und biegsamen Stromleiters infolge des Auftriebs der hocherhitzten Gase und der elektrodynamischen, bezw. elektromagnetischen Kräfte schwer zu vermeiden. Dies mag auch der Hauptgrund sein, weshalb bis vor kurzem so wenig über den Hochspannungslichtbogen größerer Energie bekannt war, obgleich er in der Starkstromtechnik eine ganz hervorragende Rolle spielt. Ich erinnere nur an die Hochspannungsschalter, Hochspannungssicherungen und Blitzableiter, bei denen man mit ihm als einen sehr unerwünschten und höchst gefährlichen Faktor zu rechnen hat. Dem Betriebsleiter sind die bereits bei Spannungen von wenigen 1000 Volt auftretenden Lichtbögen von geradezu überraschender Länge nur zu gut bekannt.

Vor etwa einem Jahrzehnt wurde jedoch das Studium des Hochspannungslichtbogens plötzlich dadurch in das Zentrum des Interesses gerückt, daß man versuchte, mit Hilfe von elektrischen Entladungen chemische Verbindungen zwischen dem N und dem O der Luft in der Weise herzustellen, daß eine ökonomische technische Verwertung dieser Gase zur Erzeugung von HNO_3 bezw. von salpetersauren Salzen möglich erschien. Bevor wir jedoch auf die Versuche selbst näher eingehen, müssen wir kurz rekapitulieren, unter welchen Bedingungen eine chemische Reaktion zwischen dem O der Luft und dem sonst so trägen N stattfindet: Das Gasgemisch ist möglichst hoch zu erhitzen und sodann möglichst rasch auf Temperaturen abzukühlen, bei denen ein Zerfall des gebildeten NO in nennenswertem Maße nicht mehr erfolgt. Die Festlegung der quantitativen Verhältnisse verdanken wir in erster Linie Nernst und seinen Schülern. In

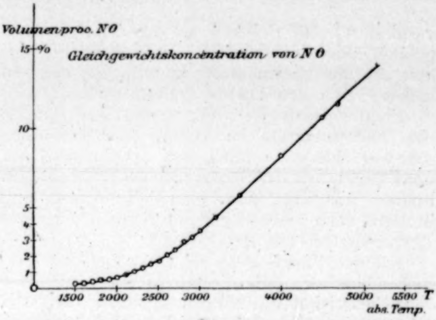
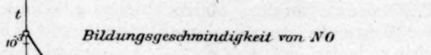


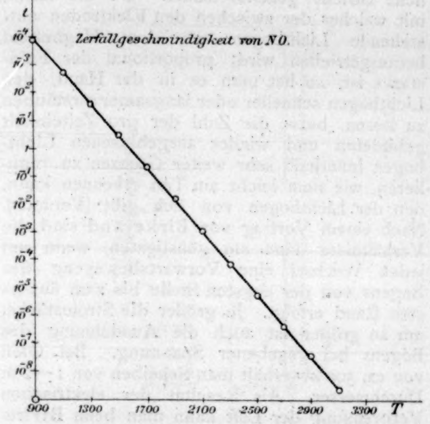
Fig. 1.

Fig. 1 bis 3 sind unsere Kenntnisse über diese Reaktion im wesentlichen zusammengefaßt. Fig. 1 gibt den Zusammenhang zwischen Temperatur und der Gleichgewichtskonzentration, wenn von atmosphärischer Luft ausgegangen wird. Fig. 2 und 3 geben die Bildungsgeschwindigkeit von NO aus Luft bezw. die Zerfallgeschwindigkeit von reinem NO als Funktion der Temperatur wieder. Wenn diese Kurven auch teilweise durch Extrapolation auf Grund von nicht streng gültigen Annahmen gewonnen sind, so dürften sie doch die Verhältnisse der Größenordnung nach richtig



t = Zeiten in Minuten, die erforderlich sind, um in Luft von Atmosphärendruck die Hälfte des möglichen Stickoxydes zu bilden. T = absolute Temperatur.

Fig. 2.



t = Zeiten in Minuten, die erforderlich sind, um reines NO von Atmosphärendruck auf die Hälfte zu reduzieren. T = absolute Temperatur.

Fig. 3.

wiedergeben, und sind für das Verständnis der hier auftretenden Fragen von der allergrößten Wichtigkeit.

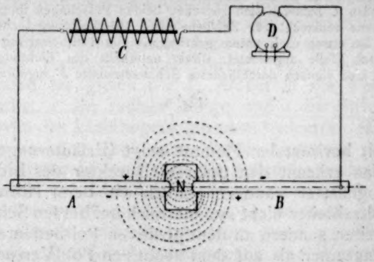
Die Bedingungen für eine günstige Ausbeute, d. h. eine große Menge erzeugter NO-Gase im Verhältnis zur aufgewandten elektrischen Arbeitseinheit, sind nun im elektrischen Funken und in langen dünnen Lichtbögen sehr kurzer Zeitdauer erfüllt. Diese Anordnungen waren bekanntlich bei den seinerzeit sehr viel besprochenen Versuchsanlagen von Bradley und Lovejoy am Niagara und von Kowalski und Moscicki in der Schweiz benutzt. Der Hauptfehler dieser Einrichtungen lag einmal in der komplizierten Apparatur, in der Unmöglichkeit, auf die Dauer auf einfache Weise größere Energiemengen im elektrischen Ofen in Wärme umzusetzen, andererseits in der großen Verdünnung des erzeugten Gasgemisches, mit der meines Erachtens gearbeitet wurde, falls eine günstige Ausbeute erzielt werden sollte. Nach zwei Richtungen scheinen mir die eben besprochenen Anordnungen nicht ganz einwandfrei zu sein. Einmal wird die aktivierte Luft nicht sicher und vollständig aus dem Entladungsbereich entfernt, andererseits viel unaktivierte Luft mitgenommen, welche nutzlos das Gasgemisch verdünnt. Wenn daher erwähnt wird, daß Bradley und Lovejoy 88 g HNO_3 pro Kilowattstunde bei 2,5 prozentigen NO-Gasen erzielen, so erscheint mir einmal die Ausbeute sehr hoch, andererseits würde ich besonders das eine bezweifeln, daß das Optimum der Ausbeute bei derartig hochprozentigen Gasen erreicht wird (siehe u. a. Donath und Frenzel: Die technische Ausnutzung des atmosphärischen Stickstoffes, Leipzig und Wien 1907, S. 119 und 122).

Die Unmöglichkeit, die Versuche ins große zu übertragen, sowie die unvollständige Durchsetzung des Raumes mit elektrischen Entladungen waren die Hauptfehler dieser Anordnungen.

Es ist das bekannte Verdienst von Birkeland und Eyde, zum ersten Male große elektrische Energiemengen in äußerst einfacher und stationärer Weise dem elektrischen Hochspannungslichtbogen zugeführt und hierbei eine Ausbeute an NO-Gasen erhalten zu haben, welche von derselben Größenordnung war als die bei Versuchen mit dünnen Bogen erreichte.

Lichtbögen von größerer Energie, d. h. größerer Stromstärke, hat man aus dem Grunde vor Birkeland verworfen, weil sie im Laboratorium und wohl auch in Versuchsanlagen viel schlechtere Resultate ergeben hatten als dünne Lichtbogen und Funken. Der Grund dieser Erscheinung ist leicht einzusehen. Der Lichtbogen von größerer Länge gleicht seinem Aussehen nach einer Flamme. Wie bei der Flamme lassen sich verschiedene Zonen unterscheiden, die eigentliche stromführende Seele von der höchsten Temperatur und verschiedene Abkühlungszonen; die äußerste ist durch die braungelbe Umrandung leicht erkenntlich. In den kälteren Zonen zerfällt nach Kurve 3 ein gut Teil des in der heißesten Zone entstandenen NO. Je größer die Stromstärke, um so größer sind die Abkühlungszonen, um so ungünstiger ist das Temperaturgefälle.

Birkeland vermied den der Flamme anhaftenden Übelstand dadurch, daß er den Lichtbogen durch ein magnetisches Gebläse zu einem leuchtenden tellerartigen Gebilde auseinanderzog. Er erhielt auf diese Weise eine ganz dünne, bläulich leuchtende Scheibe, welche bei passender Luftbewegung ein aus-

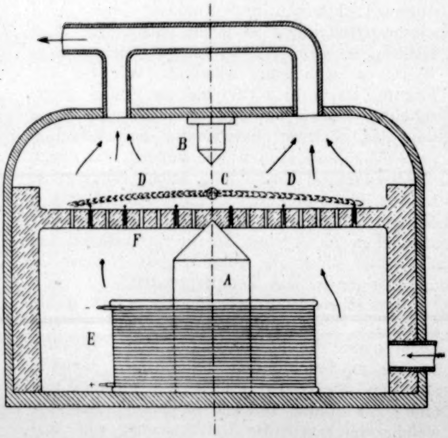


A, B = Elektroden. D = Wechselstromdynamo.
C = Drosselspule. N = Elektromagnetpol.

Fig 4.

Fig. 5.

gezeichnetes Temperaturgefälle ergab. Fig. 4 gibt das schematische Bild der Anordnung. Fig. 5 die Erscheinung selbst (Versuch), während Fig. 6 das Bild eines modernen Ofens



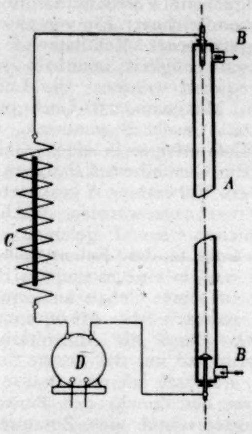
A und *B* sind die Polschuhe eines Elektromagneten; die Feldspule *E* ist um den unteren Pol herumgelegt. Die Elektroden *C* befinden sich zwischen beiden Polschuhen in einer Ebene senkrecht zur Zeichenebene. Die Lichtbogenscheibe *D* ist etwas nach unten gekrümmt. Die Luftbewegung ist durch Pfeile angedeutet; direkt unterhalb des Lichtbogens ist eine vielfach durchlöcherte Schamotteplatte *F* angebracht.

Fig. 6.

mit horizontaler Flamme zeigt (Erläuterungen). Man erkennt den polaren Charakter des Lichtbogens; er wandert, ähnlich wie beim Hörnerblitzableiter nicht symmetrisch auf beiden Seiten weiter, sondern an dem positiven Pol bedeutend langsamer als auf dem negativen Pol (Versuch). Ferner ist die positive Elektrode durch einzelne eingebrannte perlenartige Vertiefungen, die negative Elektrode durch gerade, kontinuierliche Striche gekennzeichnet. Da die Kraft, mit welcher der zwischen den Elektroden entstehende Lichtbogen aus dem Magnetfeld herausgetrieben wird, proportional der Feldstärke ist, so hat man es in der Hand, den Lichtbogen schneller oder langsamer zerstäuben zu lassen, bezw. die Zahl der pro Zeiteinheit gebildeten und wieder ausgeblasenen Lichtbogen innerhalb sehr weiter Grenzen zu regulieren, wie man leicht am Ton erkennen kann, den der Lichtbogen von sich gibt (Versuch). Nach einem Vortrag von Birkeland sind die Verhältnisse dann am günstigsten, wenn auf jeden Wechsel eine Vorwärtsbewegung des Bogens von der engsten Stelle bis zum äußersten Rand erfolgt. Je größer die Stromstärke, um so größer ist auch die Ausdehnung des Bogens bei gegebener Spannung. Bei Öfen von ca. 500 kw erhält man Scheiben von 1—2 m Durchmesser. Als Resultat der elektrischen Verbrennung der Luft kann man beim Birkeland-Eyde-Prozeß nach den Angaben von Witt, Ende 1905, und von Birkeland, Sommer 1906, annehmen, daß die Ausbeute bei Öfen von mehreren 100 kw pro kw-Jahr 500—600 kg wasserfreier HNO_3 beträgt, bei einer Konzentration von etwas über 1 prozentigen Gasen. Diese Resultate wurden auf Grund der fertigen Produkte gefunden, während die Gasanalyse höhere Werte ergab. Es ist anscheinend noch nicht gelungen, den Grund für den Unterschied zwischen Gasanalyse und Menge der fertigen Produkte zu finden.

Neuerdings ist die Badische Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen mit einer noch einfacheren Anordnung an die Öffentlichkeit getreten. Die Firma geht hierbei von der Tatsache aus, daß bis jetzt ein stabiler langer Lichtbogen im wesentlichen wegen der Luftbewegung nicht möglich war (Versuch). Bei Führung des Bogens in einer Röhre von passendem Durchmesser brennt jedoch der Lichtbogen durchaus ruhig und stetig, je nach der benutzten Spannung und Stromstärke bis zu Längen von mehreren Metern (Versuch, Schaltungsschema siehe Fig. 7, Erklärung).

Es ist interessant, zu konstatieren, daß die Elektrotechnik das Einschließen des Hochspannungslichtbogens in Röhren bei Röhrenschaltern und Sicherungen schon längst kennt, aber dazu benutzt, um gerade den umgekehrten Erfolg zu erzielen, nämlich den Lichtbogen auszublasen. Der Unterschied besteht darin, daß wir es bei den Sicherungen und Schaltern mit einer vorübergehenden, plötzlichen, sehr großen Erwärmung der Luft zu tun haben und der Bogen durch die expansive Wirkung der erhitzten Gase auseinander gerissen wird; der Durchmesser der Röhre ist hierbei sehr gering. Bei dem Verfahren der Badischen Anilin- und



A = Röhre zur Führung des Lichtbogens. B = Elektroden. C = Drosselspule. D = Dynamo. Die Pfeile geben die Luftbewegung an.

Fig. 7.

Sodafabrik wird dagegen frische Luft von unten durchgepreßt und eine kontinuierliche Luftbewegung von unten nach oben erzielt. In einer einzelnen Röhre sollen bis zu mehreren 100 kw-Leistung dauernd aufgenommen werden. Über die konstruktive Anordnung sowie über die elektrischen und elektrochemischen Verhältnisse hat die Firma bis jetzt noch keine näheren Angaben gemacht. Nur so viel verlautet, daß die Ausbeute sowohl wie die Konzentration der Gase etwas höher liegen als beim Ofen von Birkeland und Eyde. Auf jeden Fall haben wir es mit einer sehr interessanten, wahrscheinlich leicht näher zu verfolgenden Erscheinung zu tun, welche sich bei einiger Vorsicht auch zu Laboratoriumsversuchen gut eignen dürfte.

Es können hier unmöglich die verschiedenen Vorschläge berücksichtigt werden, welche im letzten Jahrzehnt gemacht worden sind, elektrische Entladungen zu erzeugen in der Absicht, die hierbei entstehenden *NO*-Verbindungen zu verwerten. In den letzten Monaten sind in der Zeitschrift für Elektrochemie (1907, S. 75 ff.) die diesbezüglichen Patente zusammengestellt worden. Die Arbeit füllt über 50 Druckseiten aus; fast will es scheinen, als ob wir es hier mit einem Überwuchern von Ideen zu tun hätten, während man von Ausführungen bezw. von Resultaten so gut wie nichts hört.

Dagegen mag es von Interesse sein, über eine Versuchsanordnung zu referieren, welche vom Vortragenden vor etwa zwei Jahren gemeinsam mit Herrn Dr. Mahlke entworfen wurde. Nachdem die Anordnung qualitativ festlag, wurde eine Patentanmeldung von Petersen (D.R.P. 183041) bekannt, welche im wesentlichen dieselbe Sache betraf. Die quantitativen Verhältnisse wurden hiernach im elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule zu Dresden vom Vortragenden allein weiter verfolgt. Die bis jetzt erzielten Resultate sind weiter unten mitgeteilt.

Die beabsichtigte Wirkung ist genau dieselbe wie bei Birkeland: Ausbreitung eines Hochspannungslichtbogens über eine möglichst große Fläche, Strömung der zu aktivierenden Luft in einer Richtung, senkrecht zur Lichtbogenfläche. Nur die Mittel sind andere und der Ofen fällt entsprechend anders aus. Das Prinzip der Anordnung ist folgendes (Fig. 8, Schaltungsschema Fig. 9): Zwischen einer

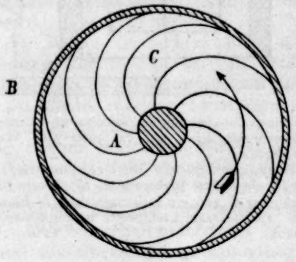
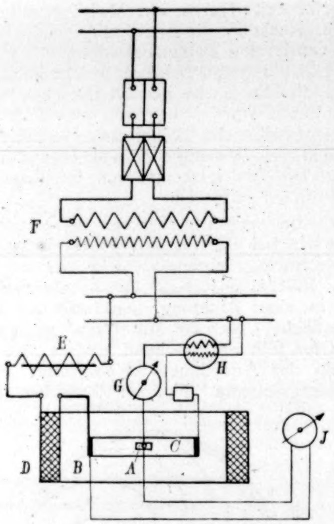


Fig. 8.

scheibenförmigen A und einer konzentrischen ringförmigen Elektrode B, welche in derselben Horizontalebene liegen, wird ein Lichtbogen C eingeleitet. Senkrecht zur Lichtbogenfläche ist ein Magnetfeld angeordnet; dasselbe wird zweckmäßig durch eine Spule D gebildet, welche von demselben Strom wie der Lichtbogen durchflossen wird, so daß die Feldstärke konphas mit dem Lichtbogen steigt und fällt. Der Lichtbogen wird nach dem elektromagnetischen Grundgesetz gezwungen, eine rotierende Bewegung auszuführen. Die Kraft in Dynen ist gleich $i \cdot r \cdot \mathfrak{H}$, wobei $\mathfrak{H}$ die Feldstärke, r die radiale Länge und i die Stromstärke des Lichtbogens (absolut) bedeutet. Man hat es also auch hier durch Änderung der Feldstärke in der Hand, die Rotationsgeschwindigkeit des Lichtbogens in weiten Grenzen zu regulieren (Versuch). Das Experiment geht bei Gleich- und Wechselstrom gleich gut (Versuch). Bei Gleichstromerregung und Wechselstromlichtbogen muß die Feldstärke eine genügende sein, damit eine Rotation zustandekommt, sonst pendelt der Lichtbogen hin und



Über einen doppelpoligen Schalter und Sicherung wird der Niederspannungskreis auf ca. 5000 Volt Wechselstrom herauftransformiert.

Im Hochspannungskreis ist eine Drosselspule *E*, die Feldspule *E*, die äußere Elektrode *B*, die innere Elektrode *A*, ein Strommesser *G* und ein Leistungszeiger *H* hintereinandergeschaltet. Parallel zum Lichtbogen ist ein Spannungsmesser *I* angebracht.

Fig. 9.

her, da nach jeder halben Periode der Bewegungsimpuls sich umkehrt (Versuch). Wie auf Skizze Fig. 8 ersichtlich, bleibt der Lichtbogen an der Peripherie zurück, da der dort von ihm zurückzulegende Weg viel größer ist als an der Mittelelektrode. Bereits bei geringen Feldstärken von 20 bis 30 C.G.S.-Einheiten ist übrigens die Geschwindigkeit so groß, daß man den Lichtbogen nicht mehr verfolgen kann und das Ganze den Eindruck einer kontinuierlichen Scheibe hervorruft.

Die allgemeine Versuchsanordnung ist auf Fig. 10 gekennzeichnet: Ein von einem Elektromotor angetriebener Ventilator *A* konnte in seiner Geschwindigkeit innerhalb sehr weiter Grenzen reguliert werden. Die Luftgeschwindigkeit, im Maximum 250 Liter pro Minute, wurde mittels Gasuhr *B* gemessen. Die Trocknung der Luft erfolgte in einem Chlorcalciumgefäß *C*. Ein Gummibeutel *D* sorgte für Druckausgleich, ein Vorwärmer *E* gestattete, die Luft bis gegen 600° vorzuwärmen. Nach Passieren des eigentlichen Ofens *F* gelangte die Hauptmasse der Gase in den Schornstein, während ein kleiner Teil in eine evakuierte Flasche geleitet und auf seinen Gehalt an nitrosen Gasen analysiert wurde. Als Absorptionsflüssigkeit diente H_2O. Damit die Absorption schneller vor sich ging und um das lästige Schütteln zu vermeiden, benutzte ich eine Brause *G*, deren Wirkung an das Prinzip des Bunsenbrenners erinnert, indem durch das Zusammenströmen des zu absorbierenden Gases und des staubförmig mitgerissenen Absorptionsmittels eine äußerst feine Flüssigkeitsverteilung und innige Mischung stattfand (Versuch).

Der Ofen *F* selbst besteht aus einem Schamottekasten; unten ist eine zentrische Öffnung zum Durchleiten der Mittelelektrode, außerdem eine seitliche Öffnung zur Zuleitung der Luft angebracht. Die äußere Elektrode wird durch einen Ring aus feuerfestem Material gehalten. Der obere Teil des Ofens wird durch einen Konus gebildet. Es ist wohl selbstverständlich, daß auf die Dichtheit des Kastens die größte Sorgfalt gelegt werden mußte. Das Entweichen von Gasen wurde einmal dadurch verhindert, daß der Druckunterschied von Ofen und atmosphärischer Luft möglichst gering war, andrerseits durch Innenauskleidung des Kastens mit zusammengekitteter Asbestpappe und Kieselgur als Füllmittel.

Die Zündung des Lichtbogens erfolgte durch eine metallische Überbrückung der Elektroden. Um ein Arbeiten mit geringerer EMK.

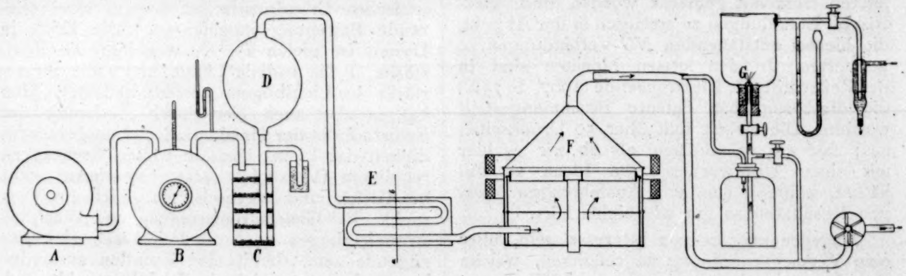


Fig. 10.

und entsprechend kleiner Drosselspule zu ermöglichen, kann man nach Petersen die Elektroden an einer Stelle durch Stifte einander näher bringen. Sobald die Spannung einen bestimmten Wert erreicht, springt an dieser Stelle der Funke als Einleitung des Lichtbogens über, während sonst natürlich zur Überbrückung des größeren Radius eine größere EMK. nötig ist. Um jedoch die Symmetrieverhältnisse nicht zu trüben, wurde von der Benutzung dieses oder auch anderer naheliegenden Mittel Abstand genommen. Als Stromquelle diente hochgespannter Gleich- und Wechselstrom; es wurden hierbei die Stromstärke, Feldstärke, Leistung, Elektrodendimensionen, Luftgeschwindigkeit usw. variiert. Der Einfluß verschiedener Größen, so vor allem der Temperatur der eingeleiteten Luft, soll noch studiert werden. Auch sind bis jetzt die Momentanwerte von Strom und Spannung nicht aufgenommen worden. Die Resultate lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Elektrische Verhältnisse.

Für die Beschreibung der Eigenschaften des Hochspannungsgleichstromlichtbogens geht man zweckmäßig von der Charakteristik aus, wie es zuerst von Kaufmann und später von Simon vorgeschlagen wurde. Man erhält ganz ähnliche Kurven wie bei Niederspannung (Fig. 11).

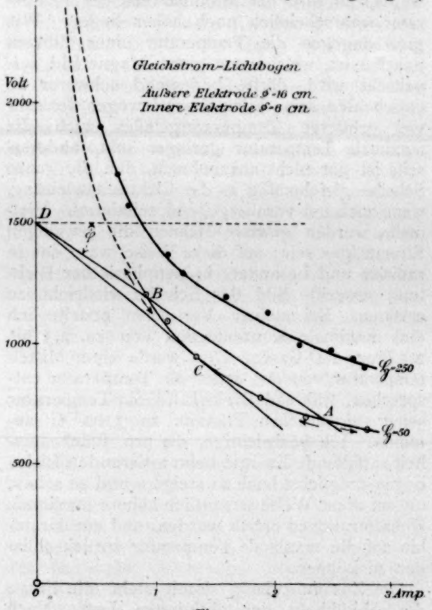


Fig. 11.

Ist die EMK. durch den Punkt D gegeben, und sind die elektrischen Konstanten so gewählt, daß wir den Punkt A der Charakteristik erhalten, so ist der Lichtbogen so lange stabil, als die Gerade DA rechts von der Tangente DC an die Kurve liegt, oder solange

$$\frac{dP}{dI} + w > 0,$$

wobei w der ideelle Widerstand des Stromkreises ist. Man erkennt ohne weiteres folgendes aus der Kurve: je größer die EMK., mit um so geringerer Stromstärke kann der Lichtbogen brennen, ohne unstabil zu werden; je größer die Stromstärke, um so niedriger die Spannung am Lichtbogen, d. h. das Leitvermögen des Lichtbogens steigt in höherem Maße an als die Stromstärke. Je größer ferner das Magnetfeld, um so größer ist bei gegebener Stromstärke die Spannung, da der Lichtbogen mit wachsender Feldstärke mehr auseinander gezerrt wird. Das Durchleiten kalter Luft verschiebt die Kurve im selben Sinn wie eine Vergrößerung der Feldstärke. Je größer die Stromstärke, um so geringer ist auch die nötige EMK., um einen stabilen Lichtbogen zu erzeugen, um so geringer ist die nötige Drosselspannung. Von der allergrößten Bedeutung ist die Tatsache, daß die EMK. des Stromerzeugers größer sein muß als die Spannung am Lichtbogen, um die nötige Spannung zu erhalten. Der Vorschaltwiderstand ist dazu da, um einmal die überschüssige Spannung zu verschlucken, andererseits um zu vermeiden, daß bei den unmöglich zu vermeidenden Stromschwankungen die Stabilitätsgrenze überschritten wird. Ob natürlich dieser Beruhigungswiderstand in die Maschine genommen wird, indem man dieselbe mit großer Ankerrückwirkung baut, oder als selbständiges Organ ausbildet, ist ganz gleichgültig, solange von dem Stromerzeuger ein einziger solcher Lichtbogen gespeist wird. Bei Wechselstrom muß der Beruhigungswiderstand viel größer genommen werden als bei Gleichstrom. Einmal weil innerhalb eines jeden Wechsels der Strom von Null bis zum Maximum ansteigt, d. h. gewissermaßen die ganze Kurve beschreibt. Ferner aber muß innerhalb jeder Periode der Lichtbogen zweimal gezündet werden, und da während der Zeit des Stromdurchgangs durch Null eine Abkühlung der Elektroden stattfindet, so muß der Wert der EMK. noch höher sein als derjenige, welchen man erhält, wenn man die bei Gleichstrom gefundene Kurve bis zu dem Punkt $\mathcal{J}$ = Null extrapoliert. Infolgedessen wird auch bei Wechselstrom die Drosselspannung viel größer sein als bei Gleichstrom, gleiche Verhältnisse vorausgesetzt. Falls man natürlich das Wiederentstehen des Lichtbogens

nach jedem Wechsel erleichtert, indem wie bei Birkeland die Entladung an der engsten Stelle wieder einsetzt, so wird auch die nötige EMK. und die Drosselspannung entsprechend geringer. Dies mag auch der Grund sein, weshalb man beim Hochspannungslichtbogen mit einem relativ geringen Leistungsfaktor von ca. 0,6 im Lichtbogen selbst arbeitet. Je größer der Bruchteil der Periode ist, während welcher der Strom praktisch gleich Null ist, d. h. während welcher der Lichtbogen erst eingeleitet wird, um so geringer wird der Leistungsfaktor. Wenn Birkeland mit einem Leistungsfaktor von mehr als 0,75 arbeitet, so hängt das damit zusammen, daß bei seiner Anordnung die Zündung bereits bei sehr niedrigen Spannungen erfolgt, d. h. daß während eines sehr kurzen Bruchteils der Periode der Strom praktisch gleich Null ist. Ob man durch Erhöhung der Temperatur der zugeführten Luft in vollkommenerer Weise den Leistungsfaktor erhöhen kann, bleibt noch zu untersuchen, wie überhaupt diese Frage erst dann wird genauer aufgeklärt werden können, wenn die Momentanwerte von Strom und Spannung aufgenommen worden sind.

Auf die Tatsache will ich noch aufmerksam machen, daß es bei Gleichstrom nicht gleichgültig ist, welches die Mittel- und welches die äußere Elektrode ist. Die Gesamtspannung ist kleiner, wenn die Mittelelektrode die Kathode ist, auch ist die Kathode stets heißer als die Anode.

Ferner ist beim Zusammenschrumpfen der Mittelelektrode vom Durchmesser von 5 cm auf den von 1 cm die Spannungszunahme am Lichtbogen viel größer, als es der Vergrößerung der Luftlänge des Lichtbogens entspricht. Eine Erklärung dieser Tatsache vermag ich nicht zu geben.

2. Elektrochemische Verhältnisse.

1. Die Ausbeute ist bei Gleich- und Wechselstrom bis auf geringe Abweichungen gleich; sie steigt in hohem Maße mit der Länge des Lichtbogens. Dies Resultat ist in Übereinstimmung mit der Erfahrung früherer Beobachter.

2. Bei den hier in Frage kommenden Leistungen von 3—5 kw ergeben sich ganz ähnliche Werte wie bei den analogen Öfen Birkelandscher Bauart, nämlich 400—500 kg HNO_3 pro kw-Jahr, bei 1,0 bis 1,5 prozentigen Gasen.

3. Eine Vergrößerung der Luftzufuhr unterhalb 1 prozentigen Gasen ergibt in Übereinstimmung mit Birkeland keinen nennenswerten Einfluß auf die Ausbeute.

Zum Schluß möchte ich noch auf einige Punkte aufmerksam machen, die meines Erachtens noch nicht genügend geklärt sind. Die Temperatur eines Lichtbogens von großer Dichte kann man (wenigstens der Größenordnung nach) zu 4000° absoluter Skala annehmen. Diese Zahl ergibt sich aus den maximal gefundenen Konzentrationen von *NO* (Brode) und durch Extrapolation der Nernstschen Tabellen (s. Fig. 1). Allerdings ist bei diesen Temperaturen die Zersetzungsgeschwindigkeit außerordentlich hoch. Da ferner der Licht-

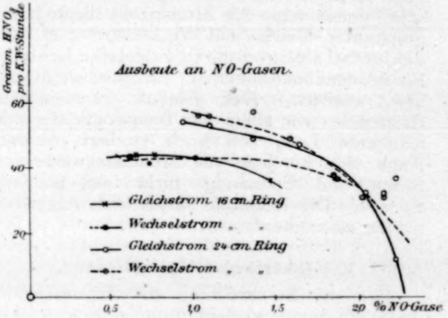


Fig. 12.

bogen bei Brode mit Wechselstrom betrieben wurde, so wird der Maximalwert der Temperatur wahrscheinlich noch höher liegen. Wie groß dagegen die Temperatur einer dünnen Scheibe ist, welche von einem Magnetfeld zerpeitscht wird, dürfte bedeutend schwerer zu entscheiden sein. Einmal wird wegen des sehr viel größeren Temperaturgefälles auch die maximale Temperatur geringer sein, andererseits ist gar nicht anzunehmen, daß die ganze Scheibe gleichmäßig an der Elektrizitätsleitung, wenn auch nur vorübergehend, teilnimmt. Vielmehr werden gewisse Bahnen die jeweiligen Stromträger sein; auf diese Weise wäre das in radialer und besonders in peripherischer Richtung gestreifte Bild der Scheibe vielleicht zu erklären. Bei meinen Versuchen erzielte ich eine maximale Konzentration von ca. 2,3 bis 2,5 Proz. *NO*-Gasen. Dies würde einer Mitteltemperatur von nur 2700° als Temperatur entsprechen, während Birkeland die Temperatur seiner eigentlichen Flamme zu 3200° C annimmt. Ich beabsichtige, die pro Flächeneinheit entfallende Energie beim rotierenden Lichtbogen möglichst hoch zu steigern und zu sehen, ob auf diese Weise wesentlich höhere maximale Konzentrationen erzielt werden, und um daraufhin auf die maximale Temperatur zurückschließen zu können.

Im Zusammenhang damit steht die Frage der Abkühlung der aktivierten Luft. Nach

Fig. 3 muß man die *NO*-Gase möglichst schnell bis ca. 1000^0 C abkühlen, um eine größere Wiederzersetzung des Gasgemisches zu vermeiden. Die gebräuchlichste Methode besteht in der Technik darin, daß viele aktivierte Luft den Lichtbogen ebenfalls passiert und die Abkühlung der sehr hoch erhitzten Gase besorgt, welche als Strombahn gedient haben, so daß sich eine Mitteltemperatur von ca. 800^0 C einstellt. Nach einem anderen Verfahren, welches sehr an die Versuche von Brode erinnert, wird unmittelbar über dem Lichtbogen eine Kühlvorrichtung angebracht, woran sich die Gase abkühlen sollen. Einrichtungen dieser Art (gekühlte Röhren, Scheiben usw.) sind vielfach patentiert worden. Solche Vorrichtungen wären meines Erachtens von großer Bedeutung, wenn es gelänge, vorteilhaft mit vorgewärmter Luft zu arbeiten, so daß die Mitteltemperatur der den Lichtbogen verlassenden Gase statt ca. 800^0 C etwa 1200^0—1500^0 C betragen würden. Denn dann wäre die Rückbildungsfrage der *NO*-Gase viel brennender. Die Grundbedingung ist natürlich die, daß sich die Gase sehr billig vorwärmen lassen. Auch über diese Fragen sollen noch Versuche ausgeführt werden. Eine höhere Konzentration hätte natürlich den Vorteil einer einfacheren kleineren Apparatur, gleiche elektrische Energiemengen vorausgesetzt, ferner eine bessere Absorptionsfähigkeit, während andrerseits der höheren Temperatur entsprechend eine größere Abnutzung des Ofens stattfinden würde. Bei dem Verfahren der Badischen Anilin- und Sodafabrik ist übrigens in der Patentschrift in einfachster Weise eine Vorwärmung vorgesehen, indem um die Hauptröhre eine zweite Röhre gelegt ist; zwischen beiden Röhren muß die frische Luft vor Eintritt in die Lichtbogensphäre hindurchgehen.

In weiterem Zusammenhang mit dem soeben Gesagten möchte ich noch auf den seit einigen Jahren eingebürgerten Begriff der theoretischen Ausbeute aufmerksam machen. Vielfach wird irgendeine willkürliche Annahme über die Arbeitstemperatur des Lichtbogens gemacht, berechnet wieviel Kalorien notwendig sind, um die Luft auf die Temperatur zu erhitzen, und wie groß die zur Bildung von *NO* nötige Energie ist. Ferner wird die dieser Temperatur entsprechende Gleichgewichtskonzentration eingesetzt, auf diese Weise die theoretische Ausbeute berechnet und mit den Ergebnissen der Technik verglichen. Dabei erhält man natürlich je nach der Höhe der eingesetzten Arbeitstemperatur grundverschiedene Werte. Tatsächlich sind die Verhältnisse, besonders bei Wechselstrom, viel kompliziertere. In den Momenten der maximalen elektrischen Leistung ist naturgemäß die Temperatur ein Maximum und die Strombahnen werden den größten Querschnitt einnehmen. Mit abnehmender Leistung nimmt die Temperatur und der Querschnitt der Strombahnen ab, um während eines größeren oder geringeren Bruchteils der Periode ganz herunter zu gehen. Infolgedessen wird auch lange nicht die ganze Luft aktiviert, welche die Lichtbogenscheibe passiert, ja die Temperatur der aktivierten Luft ist nicht einmal konstant, so daß zum mindesten die Tatsache der gleichen Ausbeute bei Gleich- und Wechselstrom nicht a priori erwartet werden konnte.

Überblicken wir nochmals den ganzen Prozeß, so müssen wir uns über das eine im klaren sein, daß wir eigentlich eine sehr große Arbeit aufwenden, um einen sehr geringen Erfolg zu erzielen. Wir erhitzen die zu aktivierenden Gase auf 4000^0, ohne von der Wärme selbst den geringsten Vorteil zu haben. Sie ist nur Mittel zum Zweck, nur wenige Prozente der ganzen aufgewandten Energie werden zur Bildung von *NO* verwandt. Trotzdem die Wärme des hocherhitzten Gasgemisches in der Technik angewandt wird, so ist doch so viel sicher, daß diese Wärme teuer erkauft ist. Ob dieser Grundfehler beseitigt werden kann, wird erst die Zukunft lehren.

(Eingegangen 28. September 1907.)

Ernst Sommerfeldt (Tübingen), Über flüssige und scheinbar lebende Kristalle.

Wird die feste Modifikation der flüssigen Kristalle nach der Methode von Lehmann erhitzt, so tritt bei der ersten Zustandsänderung eine in allen Lagen doppelbrechende, d. h. zwischen gekreuzten Nikols keine Auslöschungsrichtung besitzende Flüssigkeit auf. Wenn jedoch die Erhitzung langsamer als mit Lehmanns Apparat möglich ist, vorgenommen wird, so läßt sich noch ein Zwischenstadium (beiläufig schon von Lehmann erwähnt) bequem beobachten, in welchem die zwischen Objektträger und Deckglas befindliche Flüssigkeit genau so wie ein gewöhnlicher Kristall zwei aufeinander senkrechte Auslöschungsrichtungen besitzt. Diese Modifikation, welche also in ihrem optischen Verhalten den eigentlichen Kristallen besonders nahe steht, wird zweckmäßigerweise als „labile kristallinflüssige Phase" bezeichnet, im Gegensatz zu der von den meisten Beobachtern allein berücksichtigten „stabilen kristallin-flüssigen Phase". Besonders beim Paraazoxyphenetol läßt sich die labile kristallinflüssige Phase leicht realisieren und das Temperaturintervall, in welchem sie existenzfähig ist, kann durch Zusätze von verwandten Körpern erheblich vergrößert werden. Derjenige Temperaturpunkt, bei welchem die labile kristallinflüssige Modifikation in die stabile kristallin-

flüssige übergeht, schwankt stark und ist auch nicht reversibel, da beim Abkühlen der isotropen Schmelze die labile kristallin-flüssige Modifikation stets ausbleibt. Im Anschluß an Lehmanns Vorstellungen ist die labile kristallinflüssige Modifikation leicht erklärbar, der Emulsionstheorie hingegen dürfte sie die größten Schwierigkeiten bereiten. Daher erkläre ich im Anschluß an Lehmanns Vorstellungen die Erscheinungen der flüssigen Kristalle durch die Annahme, daß bei den betreffenden Substanzen auch im flüssigen Zustande benachbarte Moleküle in paralleler Lage zu verharren mögen — zwar mag in dünnen Schichten (wie sie zwischen Objektträger und Deckglas bei mikroskopischer Beobachtung allein in Betracht kommen) die Parallelstellung eine viel weitergehende sein, als in dicken Schichten. Ein Wechsel in der Orientierung der Auslöschungsrichtungen findet nun in der labilen kristallin-flüssigen Modifikation nur an solchen Stellen des Präparates statt, wo im festen Zustand ein Wechsel in der Orientierung der Auslöschungsrichtungen vorhanden war, so daß man sagen kann, in der labilen kristallin-flüssigen Phase ist die Größe der einzelnen Kristallindividuen die gleiche wie im festen Zustand; im stabilen kristallin-flüssigen Zustande hingegen ist die Größe der einzelnen Kristallindividuen sicherlich submikroskopisch, scheint aber mindestens von der Größenordnung der Lichtwellenlängen zu sein. Nur durch Zusätze (Zucker, Kolophonium u. a.) kann man auch in diesem Zustande die winzigen Kristalle dazu veranlassen, zu größeren, nämlich mikroskopisch sichtbaren Individuen sich zu vereinigen, welche bekanntlich als rotierende Tropfen beim Paraazoxyphenetol und ähnlichen Substanzen auftreten.

Nun müssen überall, wo ein Wechsel in der Größe des Brechungsexponenten bei der, wie angenommen, aus submikroskopischen Kristallen sich aufbauenden Phase auftritt, Reflexionen auftreten und wegen der Kleinheit der Individuen auch Beugungen des Lichtes; daher sind schon wegen dieser Störungen die Auslöschungsrichtungen im stabilen kristallin-flüssigen Zustande nicht erkennbar; außerdem wird jeder durch das Präparat hindurchgehende Lichtstrahl in der stabil kristallin-flüssigen Phase eine große Zahl von verschieden orientierten übereinander gelagerten Individuen zu passieren haben. Es erscheint also folgende atomistische Vorstellung zur Erklärung des Unterschiedes der labilen und stabilen kristallin-flüssigen Modifikation zweckmäßig: im stabilen Existenzgebiet sind bereits längs jeder überhaupt mikroskopisch sichtbaren Strecke die Moleküle ungeordnet, im labilen Existenzgebiet hingegen sind ebenso wie im festen die Moleküle in weit größeren und mikroskopisch (unter geeigneten Umständen auch schon makroskopisch) leicht erkennbaren Strecken einander parallel gestellt. —

Die wichtigsten Erscheinungen der flüssigen und scheinbar lebenden Kristalle werden sodann an kinematographischen Mikrophotographien vorgeführt, welche zugleich die ersten überhaupt gelungenen Kinematographien mikroskopischer Vorgänge sein dürften. Über die Herstellung derselben vgl. Zeitschr. f. Elektrochemie 1907, S. 325.

Es wird noch die Ansicht ausgesprochen, daß die Ähnlichkeit der sogenannten scheinbar lebenden Kristalle mit Lebewesen eine mehr äußerliche ist und daß diese Gebilde nur anorganischen Kräften ihre Entstehung verdanken.

(Eingegangen 5. Oktober 1907.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor am Meteorologischen Institut zu Berlin Geh. Reg. Rat Dr. Gustav Hellmann zum ord. Professor der Meteorologie an der Universität Berlin und zum Direktor des Meteorologischen Instituts daselbst, der Abteilungsvorsteher am Meteorologisch-magnetischen Observatorium in Potsdam Professor Dr. Adolf Schmidt zum ord. Honorarprofessor für Geophysik an der Universität Berlin, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Joseph Plemelj zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Czernowitz, der Professor der Chemie an der Universität Dorpat, Dr. P. Walden zum Nachfolger D. J. Mendelejews, an der Universität St. Petersburg, der Privatdozent für angewandte Chemie an der Universität Leipzig Dr. Georg Lockemann zum Direktor der chemischen Abteilung am Königl. Institut für Infektionskrankheiten in Berlin, der a. o. Professor der Physik an der Universität Czernowitz, Dr. Joseph Ritter Geitler von Armingen zum ord. Professor daselbst, der Privatdozent an der Universität Kiel Dr. Elis Strömgren zum ord. Professor der Astronomie an der Universität Kopenhagen und Direktor der Sternwarte daselbst, der außerordentliche Professor an der tschechischen Technischen Hochschule in Brünn Dr. Joseph Sumec zum ord. Professor für allgemeine und spezielle Elektrotechnik an der tschechischen Technischen Hochschule in Prag, der Privatdozent für angewandte Chemie an der Universität Erlangen Dr. Heinrich Schulze zum a. o. Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Halle, der a. o. Professor an der Universität Bonn Dr. Gerhard Kowalewski zum etatsmäßigen Professor für Mathematik an der Bergakademie Klausthal, der außerordentliche Professor der organischen Chemie an der tschechischen Technischen Hochschule Prag Dr. Emil Votocek zum ord. Professor der allgemeinen Experimentalchemie daselbst, der Chefchemiker des Eisenwerkes in Kladno Dr. Franz Wald zum ord. Professor der theoretischen und physikalischen Chemie und Metallurgie an der tschechischen Technischen Hochschule Prag, der Adjunkt Dr. Joseph Hanus zum ord. Professor der analytischen Chemie an der tschechischen Technischen Hochschule Prag, der Oberingenieur Rudolf Krell in Nürnberg zum ord. Professor für Maschinenkunde an der Technischen Hochschule München.

Habilitiert: An der Universität Breslau Dr. Karl Feist für pharmazeutische und Nahrungsmittelchemie.

Verliehen: Der Titel eines außerord. Professors dem Privatdozenten für Elektrochemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Heinrich Paweck, dem Privatdozenten für Mathematik an der Universität Halle Dr. Felix Bernstein, dem Vorstand der physikalischen Abteilung der Urania in Charlottenburg Dr. B. Donath.

Gestorben: Der Direktor des Pariser Observatoriums Dr. Maurice Loewy in Paris.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.